



TITLE:

電気光学結晶の応用に関する研究 -
レーザー光の変調、走査および波
長変換(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

岡田, 正勝

CITATION:

岡田, 正勝. 電気光学結晶の応用に関する研究 - レーザー光の変調、走
査および波長変換. 京都大学, 1972, 工学博士

ISSUE DATE:

1972-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r1982>

RIGHT:

電気光学結晶の応用に関する研究

〔レーザー光の変調，走査および波長変換〕

1971年8月

岡 田 正 勝

電気光学結晶の応用に関する研究

〔レーザー光の変調，走査および波長変換〕

1971年8月

岡 田 正 勝

DOC
1971
16
電気系

内 容 梗 概

本論文は、レーザー光の変調、走査および波長変換への電気光学結晶の応用に関する研究をまとめたもので、序論および結論のほか、前後編6章から成っている。前編の第2および第3章では、電気光学結晶の電気光学効果を利用した光変調および光走査に関する研究成果を述べ、後編の第4章から第7章では、結晶の非線形光学特性を利用した波長変換に関する研究成果を述べてある。以下、各章ごとにその内容の梗概を述べる。

第1章では、序論として、電気光学結晶がレーザー応用に果たす役割について概観し、その重要性について述べた。

第2章では、電気光学的光変調器に関する研究成果について述べた。まず、異方性の電気光学結晶を用いた光変調器においては、自然複屈折性が、結晶端面の面精度や平行度、および光集束を通じて、光弁別比を劣化させることを明らかにし、光変調器設計に際しての基準を与えた。

また、結晶の光損失が無視できないときの被変調出力と結晶個数の関係を導き、光損失量および変調電圧が与えられたとき、最適結晶個数が存在することを示した。さらに、45度ZカットのKDPおよびDKDP、LiTaO₃、ならびに45度Xカットおよび45度YカットADPの各結晶を用いて、光変調器を構成し、その特性を示すとともに、各結晶および各方式の比較検討を行なった。

このほか、光受信系によく用いられるホトダイオードのインピーダンスを測定し、これが入射光強度、逆バイアス電圧および周波数に依存すること、また、光受信系の設計に重要な要素となることを示した。

第3章では、結晶の電気光学効果と自然複屈折性を利用して、光の位相を電気的および空間的に制御することにより光ビームを走査する新しい方法を提案し、これに、Lyotのフィルターの原理を適用すると効果的に解像度を上げうることを示した。

45度ZカットのKDPおよびDKDP結晶を用いて、光走査器を構成し、その実験結果が理論的予測と一致することを明らかにした。さらに、光走査の原理を一般化し、任意の空間的強度分布の光ビームを走査しうる2種類の方法について述べ、その設計方法を示した。

第4章では、最も新しい非線形光学結晶の1つであるLiIO₃結晶の非線形光学特性について述べた。

くりかえし形QスイッチNd:YAGレーザー(波長1.064 μ)を用い、その第2高調波発生、基本波と第2高調波(0.532 μ)の和周波光(0.355 μ)の発生、および第3高調波発生の実験を行ない、LiIO₃結晶の2次および3次の非線形光学係数の値を測定した。その結果、LiIO₃結晶は、かなり大きな2次および3次の非線形性を持つこと、さらに、Kleinmanの対称条件が

厳密に成立しないことを明らかにした。

第5章では、入射レーザー光によって結晶内に生じた温度分布が、第2高調波発生に与える影響を考察した。その結果、第2高調波出力の減少、位相整合特性の非対称化、半値温度幅の増加などの現象が生じることがわかり、実験中に、しばしば見られるこれらの現象を説明する手がかりを与えた。

第6章では、くりかえし形QスイッチNd:YAGレーザー(波長 1.064μ)の逐次通倍により、第4高調波に相当する波長 0.266μ の紫外光の発生について述べた。始めの通倍段には、 $\text{Ba}_2\text{NaNb}_2\text{O}_{11}$ 結晶、後の通倍段ではADPまたはKDP結晶を用い、その位相整合条件について調べた。また、光ビームの集束と複屈折が第2高調波出力に与える影響についても実験的に検討し、BoydおよびKleinmanの解析結果とほぼ一致することを示した。

第7章では上記のNd:YAGレーザー光と、その第2高調波(0.532μ)を光混合させ、その和周波光(0.355μ)の発生について述べた。光混合用結晶として、 LiIO_3 、KDPおよびADPを用い、2次非線形光学過程における第I種および第II種の過程について実験を行なった。その結果、第I種の過程における LiIO_3 結晶は、大きい出力を発生すること、また、KDPやADPでは、第II種の過程の方が有利であることなどを明らかにした。

目 次

内 容 梗 概

第1章 序 論	1
---------------	---

前編 電気光学効果を用いた光変調器および光走査器

第2章 電気光学的変調器	5
2.1 序 言	5
2.2 自然複屈折の光弁別に与える影響	6
2.2.1 45度ZカットKDP光変調器に関する考察	6
2.2.2 45度XカットADP光変調器に関する考察	13
2.3 光損失を考慮したときの最適設計	18
2.4 45度ZカットKDPおよびDKDP結晶を用いた光変調器	20
2.4.1 構 成	21
2.4.2 特 性	24
2.5 LiTaO ₃ 結晶を用いた光変調器	30
2.5.1 構 成	30
2.5.2 特 性	32
2.6 45度Xカットおよび45度YカットADP結晶を用いた光変調器	34
2.6.1 構 成	34
2.6.2 特 性	35
2.7 ホトダイオードのインピーダンス特性	39
2.8 結 言	46

第3章 電気光学的光走査器	47
3.1 序 言	47
3.2 電気光学的光走査器の構成	48
3.2.1 原 理	48
3.2.2 解 像 度	50
3.2.3 構成の方法	52

3.3	電気光学的光走査器の実験	57
3.3.1	45度ZカットKDP結晶を用いた光走査器	57
3.3.2	45度ZカットDKDP結晶を用いた分離形光走査器	60
3.4	一般化された電気光学的走査器Iの設計方法	64
3.4.1	原 理	64
3.4.2	設 計 方 法	66
3.4.3	応 用 例	71
3.5	一般化された電気光学的走査器IIの設計方法	75
3.5.1	原 理	75
3.5.2	設 計 方 法	76
3.5.3	応 用 例	85
3.6	結 言	88

後編 非線形光学現象を用いた波長変換

第4章	沃素酸リチウム (LiIO_3) 結晶の非線形光学特性	89
4.1	序 言	89
4.2	分散特性	90
4.2.1	屈折率の測定	90
4.2.2	透過率の測定	92
4.3	2次非線形光学特性	92
4.3.1	2次の非線形光学係数および非線形光学分極	92
4.3.2	実 験 方 法	95
4.3.3	第2高調波発生による測定	98
4.3.4	和周波発生による測定	100
4.3.5	Kleinman の対称条件	103
4.4	3次非線形光学特性	103
4.4.1	3次の非線形光学係数および非線形光学分極	103
4.4.2	第3高調波発生の実験	105
4.4.3	第3高調波出力関係式の誘導	109
4.4.4	3次非線形光学係数の評価	112
4.5	結 言	112

第5章	第2高調波発生におけるレーザー光自身が与える熱的影響	114
5.1	序 言	114
5.2	レーザー光により発生する結晶内温度分布	114
5.3	結晶内温度分布が第2高調波出力に与える影響	118
5.3.1	位相整合特性	118
5.3.2	位相整合角の変化	120
5.3.3	第2高調波出力に与える影響	129
5.4	結 言	134
第6章	逐次第2高調波発生による0.266 μ 波の発生	136
6.1	序 言	136
6.2	実験装置	136
6.2.1	くりかえし形QスイッチNd:YAGレーザー	136
6.2.2	逐次第2高調波発生の方法	142
6.3	位相整合条件	143
6.3.1	KDPおよびADPの屈折率測定	143
6.3.2	位相整合角とその温度特性	144
6.4	0.266 μ 波の出力特性	145
6.5	光ビームの集束効果と複屈折の影響	146
6.5.1	BoydおよびKleinmanの解析	146
6.5.2	実 験	148
6.5.3	検 討	149
6.6	結 言	149
第7章	光混合による0.355 μ 波の発生	151
7.1	序 言	151
7.2	実験方法	151
7.2.1	KDP, ADPおよびLiIO ₃ 結晶の非線形光学分極	151
7.2.2	実験装置	152
7.3	位相整合条件	153
7.4	出力特性	156
7.4.1	実験結果	156
7.4.2	検 討	158
7.5	KDP, ADPおよびLiIO ₃ 結晶の非線形光学係数	158

7.6	結 言	160
第8章	結 論	161
	謝 辞	162
	参 考 文 献	163
付録A	一軸性結晶中の光の伝搬	171
付録B	(2.41) 式の誘導	173
付録C	偏光面回転板	175
付録D	(3.51) 式の D_k を求める方法	177
付録E	非線形光学過程における偏光依存性	178

第1章 序 論

1960年にMaimanが、次いで1961年にJavanが、それぞれ、固体レーザーおよびガスレーザーの発振に成功して以来、レーザー光を各分野で応用するために種々の研究がなされてきたが、そのうちの1つに、電気光学結晶あるいは非線形光学結晶の開発がある。

レーザー光の応用分野の中には、通信、ディスプレイおよび情報処理への応用があるが、これらの分野で解決すべき最も基本的な問題は、光の変調および走査の問題である。光を変調したり走査するために、いままでに、いくつかの方法が考えられているが、その中でも、将来性があり、現在も広く使われているのは、電気光学効果を利用する方法である。最近、米国で集中的に電気光学結晶の開発が促進され、いくつかのすぐれた結晶が得られ、なお現在も開発されつつあるので、電気光学結晶を用いる方法は、光の変調や走査にますます重要な地位を占めるものと思われる。

また、能率のよい強力なレーザーの発展と相まって、レーザー光の別の応用分野として注目されているものに、非線形光学現象を用いた光の波長変換がある。このような方法によって、本来、単一波長で発振するレーザー光をいくつかの波長で用いることができるが、さらに、最近では、光パラメトリック発振により連続的に波長を変化させられるようになっている。しかも、このような過程で、元のレーザー光が持つ時間的および空間的なコヒーレントな性質は、ほとんど失われず、非線形光学過程による出力も、従来の光源によるものよりかなり大きいので、新しくレーザー分光学が発展しつつある。

ところで、非線形光学現象においても最も重要な要素の1つは材料である。非線形光学材料は電気光学効果と不可分の関係にあり、現在使用されている電気光学結晶は、そのほとんどが非線形光学結晶としても用いられている。非線形光学効果および電気光学効果と、結晶の他の物理的性質との関係についても、現在盛んに研究されつつあり、これらの結果は、よりすぐれた新しい材料の開発へ寄与するものと考えられる。

以上、レーザーの応用と電気光学結晶とは、切り離せない関係にあることを述べたが、本論文は、レーザー光の変調、走査および波長変換への電気光学結晶の応用に関する研究の結果を、前後編6章にわたってまとめたものである。前編の第2および第3章では、結晶の電気光学効果を利用したレーザー光の変調および走査に関する研究の結果を述べ、後編の第4章から第7章では、結晶の非線形光学特性を利用した波長変換に関する研究の結果を述べる。以下に、各章で取扱う主題について簡単にしるす。

第2章では、電気光学効果を用いた光変調について述べる。電気光学的光変調器に関する設計

基準は、現在、ほぼ確立されつつある。しかし、電気光学結晶として用いられるものは、ほとんどが光学的に一軸性で、自然複屈折の影響を受けることが多い。この影響の1つに、結晶端面の平行度や面精度、または光ビームの集束を通じての光弁別比の劣化があるが、2.2では、この現象について定量的に解析し、この種の問題に関する設計基準を与え、45度ZカットKDP (KH_2PO_4) 光変調器および45度XカットADP ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$) 光変調器について適用例を示した。また、45度ZカットのKDPおよびDKDP (KD_2PO_4) 結晶、タンタル酸リチウム (LiTaO_3) 結晶、ならびに45度Xカットまたは45度YカットのADP 結晶を用いた光変調器を実際に構成し、種々の基礎資料を得たので、これについて2.4~2.6で述べる。なお、2.3では、結晶の光損失があるときの結晶個数と被変調出力の関係についても考察し、最大被変調出力を得るための最適結晶個数が存在することを示した。さらに、光受信機にホトダイオードを用いるとき、受光部とその後の電子回路系のインピーダンス整合は重要であるので、2.7で実際にホトダイオードのインピーダンスを測定し、その特性について現象論的な考察を行なった。

第3章では、電気光学的光走査器について述べる。電気光学的な光走査の方法としては、すでに、いくつかの方法が考えられているが、各方式は一長一短を持ち、したがって、光走査一般に関してまだ開発中の段階といえる。今回、この章で提案する光走査器もそのうちの1方式といえるが、従来の方法と異なり、光学的位相差を空間的および時間的に変化させ、その検光出力を走査させるという新しい原理に基づいている。3.2では、この原理と、解像度を上げるため、Lyotのフィルターの原理を適用した種々の構成方法を述べる。また、実際に45度ZカットKDP およびDKDP 結晶を用いて光走査器を構成し、その特性を測定したが、3.3ではこの結果について述べる。さらに、この光走査の方法を一般化し、走査ビームの空間分布が任意の形を持つ光走査器を設計できることを示し、その2種類の方法を3.4および3.5で述べる。

第4章では、最も新しい非線形光学結晶の1つである沃素酸リチウム (LiIO_3) 結晶の非線形光学特性について述べる。くりかえし形QスイッチNd:YAGレーザー(波長 1.064μ)を用い、第2高調波発生、2つの光の和周波光発生および第3高調波発生の実験を行ない、 LiIO_3 結晶の2次および3次非線形光学係数の値を評価した。その結果、 LiIO_3 結晶では、2次の非線形性ととともに3次の非線形性もかなり大きいことが明らかになった。また、非線形光学係数に関するKleinmanの対称条件によって禁じられている係数および過程についても実験を行ない、Kleinmanの条件の適用性について定量的な評価を行なった。4.2では、 LiIO_3 結晶の分散特性、4.3および4.4では、2次および3次の非線形光学特性について述べる。

第5章では、かなり強力な入射光が用いられるとき、この入射光自身によって生じる結晶内温

度分布が、第2高調波発生に与える影響について述べる。TEM₀₀なる横モードを持つレーザー光を結晶に入射するとき、結晶中の温度はある分布を示し、これに応じて結晶内には屈折率分布が生じる。5.2では、この温度分布を求める。結晶内の屈折率分布は、位相整合の過程を通じて、非線形相互作用に種々の効果をもたらすが、5.3で、第2高調波発生の場合について解析を行った。その結果、第2高調波出力の減少、位相整合特性の非対称化や半値温度幅の増加などが生じることがわかり、従来の実験結果で見られたいくつかの現象についても少なくとも定性的には、これらの解析で説明しうるということが明らかになった。

第6章および第7章では、くりかえし形QスイッチNd:YAGレーザーと非線形光学効果を用いて紫外光を発生させる実験について述べる。今までにも、紫外領域で発振するレーザーは、いくつか報告されているが、N₂レーザーを除いてはまだ実用の域に達していない。したがって、Ndレーザーやルビーレーザーのように、発振波長が赤外あるいは赤外近くの領域にあっても強力な出力が得られるレーザーと、非線形光学現象と組み合わせて、コヒーレントでかつかなり強力な紫外光を比較的簡単に発生させることは意味あることと思われる。また、レーザー自身の能率の改善およびよりすぐれた非線形光学材料の開発とともに、このような紫外光は、他のレーザー、たとえば、色素レーザーや光パラメトリック発振などの可視領域における波長可変レーザーの励起光として用いられる。

第6章では、Nd:YAGレーザー(波長1.064 μ)出力を逐次通倍し、波長0.266 μ の紫外光を発生させる実験について述べる。6.2では、くりかえし形QスイッチNd:YAGレーザーおよび0.266 μ 波発生の実験装置を説明する。この実験では、最初の通倍段にBa₂NaNb₃O₁₅(BNN)結晶、後段にADPまたはKDP結晶を用いるが、6.3および6.4では、位相整合条件および0.266 μ 波の出力特性について述べる。さらに、6.5では、複屈折および光ビームの集束効果が0.266 μ 波出力に与える影響を調べ、波長変換の能率に関して、比較および検討を行った。

第7章では、Nd:YAGレーザー光とその第2高調波(0.532 μ)を光混合させ、その和周波光(0.355 μ)を発生させる実験について述べる。光混合用結晶としては、LiIO₃、KDPおよびADP結晶を用いた。この光混合の過程では、常光線と常光線が非線形結合する過程と、異常光線と常光線が非線形結合する過程で位相整合が可能であるが、これらのことを7.2で説明するとともに、実際に、各結晶の各過程について実験を行ない、その位相整合条件、出力特性に関する結果を、7.3および7.4に述べる。さらに、7.5では、これらの実験結果から、各結晶の非線形光学係数を評価した。

以上、各章の内容の概略について述べたが、以後、これらについて詳述する。

前編 電気光学効果を用いた光変調器および光走査器

第2章 電気光学的光変調器

2.1 序 言

電気光学的光変調器に用いられる結晶は、ほとんど光学的に一軸性の結晶であり、一般には、自然複屈折を示す。自然複屈折は、光変調器としての機能に、種々の悪影響、たとえば、温度による動作点のずれ⁽²⁻¹⁾、結晶の軸ずれの影響⁽²⁻²⁾および光弁別比の劣化などをもたらす。ここでは、とくに、結晶端面の平行度および面精度、結晶内での常光線と異常光線の進行方向の分離、ならびに光ビームの集束を通じて、自然複屈折が光弁別比に与える影響を解析し^{(2-3)~(2-6)}、光変調器を設計する際の基準を与える。なお、解析結果を、45度ZカットKDP結晶、および45度XカットADP結晶を用いた光変調器に適用した例を示す。

また、変調能率を上げるため、複数個の結晶を用いた多段構成がよく用いられるが、結晶による損失を考慮すると、最大変調出力を得るためには、最適設計を行なう必要がある⁽²⁻³⁾。ここでは、結晶の半波長電圧、光損失および結晶個数の間の関係式を導びき、その傾向を図示する。

さらに、実際に、45度ZカットKDPおよびDKDP結晶、ならびにLiTaO₃結晶を用い、テレビ信号を伝送しうる光変調器を試作し、種々の特性を測定した⁽²⁻⁴⁾⁽²⁻⁷⁾。その主な結果は、45度ZカットKDPおよびDKDP光変調器ならびにLiTaO₃光変調器において、それぞれ、半波長電圧が850V、450Vならびに135V、光弁別比が14dB、20dBならびに13dB、光損失が30%、30%および40%であった。また、テレビ信号によりFMされた70MHzの副搬送波でレーザー光をAMしたとき、45度ZカットKDPおよびLiTaO₃光変調器では、それぞれ、S/N比が39dBおよび50dB、水平解像度350および400なる伝送特性を得た。

また、レーザー光を直接AM変調し、ピエゾ効果のない低電圧光変調を目的として、45度XカットまたはYカットのADP結晶^{(2-10)~(2-12)}を用いた光変調器を構成した⁽²⁻⁶⁾⁽²⁻⁸⁾。この主な特性は、次のとおりである。45度Xカット-Xカット光変調器および45度Xカット-Yカット光変調器に対し、それぞれ、半波長電圧が210Vおよび260V、光弁別比が14dBおよび13dBであった。また、直接AM変調によるテレビ信号の伝送実験では、S/N=49dB、水平解像度400を得た。

最後に、光受信系によく用いられるホトダイオードのインピーダンス特性について実験的に検討した⁽²⁻⁴⁾。ホトダイオードは、光受信部のトップにあり、この部分におけるインピーダンス整合は、信号出力のS/Nに影響を与えるので、光受信機の設計には、ホトダイオードのイン

ピーダンス特性をよく把握する必要がある。実験の結果、ホットダイオードのインピーダンスは、逆バイアス電圧、周波数および入射光強度に依存して、種々の変化をすることがわかった。

2.2 自然複屈折の光弁別に与える影響 (2-3)~(2-6)

光変調器に用いられる結晶には、光学的に一軸性のものが多く、たとえば、よく使われる KDP, ADP, DKDP, LiNbO_3 および LiTaO_3 などの結晶はすべてこの範ちゅうに入っている。したがって、これらの結晶から構成される光変調器は、特別な例外（たとえば、Z カット KDP 光変調器）を除いて、自然複屈折の影響を受ける。自然複屈折の影響には、温度変化 (2-1) や複数個の結晶の間の軸ずれ (2-2) を通じて、光変調の特性を劣化させることなどがあるが、ここでは、結晶端面の平行度や面精度、および光ビームの集束が光弁別比に与える影響を考察する。

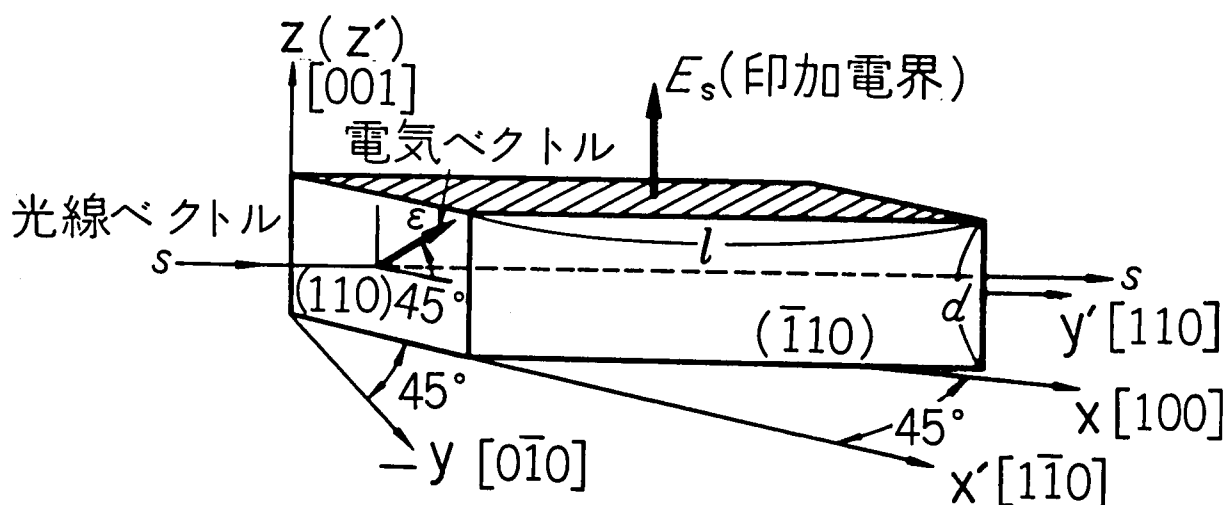
考察を進めるに際して、光変調器を次のような2種の形に大別する。その1つは、結晶内を光が伝搬するときに常光線と異常光線が分離しない形で、これは、光の伝搬方向と結晶の光軸方向が直交している場合に相当する。 LiNbO_3 や LiTaO_3 を用いた光変調器 (2-9) や、45度ZカットのKDP形結晶を用いた光変調器が、この形に属している。他の1つは、結晶内で常光線と異常光線が分離して進行する形の光変調器で、光の入射方向と結晶の光軸の間の角が 0° および 90° 以外の一般の角のときに相当する。この形に属する光変調器に45度XカットおよびYカットのADP結晶を用いたものや (2-6), (2-10)~(2-12) 最近発表された最適カットのKDP, ADP およびDKDP結晶を用いたもの (2-13), (2-14) などがある。以下に、両種の形について、結晶端面の平行度および面精度と光ビームの集束が光弁別比に与える影響に関して解析を行なうが、第1の形に関しては、45度ZカットKDP光変調器、第2の形に関しては、45度XカットADP光変調器を代表例として取扱う。しかし、解析方法そのものは、一般性を失なうものでなく、同一の形に属するものであれば、同じような取扱いができる。

2.2.1 45度ZカットKDP光変調器に関する考察 (2-3)~(2-5)

45度ZカットKDP形結晶の外形図を2.1図に示す。この図からわかるように、印加する変調電界は z 方向であるから、このときの屈折率楕円体は、

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{es} E_s xy = 1 \quad \dots\dots\dots (2.1)$$

となる (2-15)。ただし、 n_o および n_e は、それぞれ、結晶の常および異常屈折率、 r_{es} は電



2.1 図 45度ZカットKDP形結晶外形図

気光学係数, E_s は印加電界である。

(2.1) 式を主軸変換すると, 主屈折率および主軸方向は, 次のようになる。

$$\begin{cases} n_{x'} = n_o + n_o^3 r_{63} E_s / 2 \\ n_{y'} = n_o - n_o^3 r_{63} E_s / 2 \\ n_{z'} = n_e \end{cases} \quad \dots\dots (2.2)$$

$$\begin{cases} x' = (x - y) / \sqrt{2} \\ y' = (x + y) / \sqrt{2} \\ z' = z \end{cases} \quad \dots\dots (2.3)$$

ここで, (2.3) 式の x' , y' , z' の方向は, 2.1 図に示した結晶外形図の稜線方向に対応している。

入射光は, 2.1 図に示すように, 結晶の x' および z' 方向と45度の方向に直線偏光しているものとする。結晶内では, 光は x' 方向と z' 方向に振動する成分として伝搬するが, 両成分には異なった屈折率に対応するので, 結晶を出た後では, 両成分の間には位相差 Γ が生じる。結晶の長さを $2l$ とし, (2.2) 式を用いると, Γ は,

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{4\pi}{\lambda} (n_{x'} - n_{z'}) l \\ &= \frac{4\pi}{\lambda} (n_o - n_e) l + \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} E_s l \end{aligned} \quad \dots\dots (2.4)$$

で与えられる。この式の右辺第1項は, 自然複屈折による光学位相差を表わし, 第2項は電気光

学効果を示す項である。ただし、 λ は、真空中における光波長である。

もし、入射光が完全な平面波であるとする、 x' および z' 方向の電気ベクトル $u_{x'}$ および $u_{z'}$ の間には、

$$u_{z'} = \exp(i\Gamma) \cdot u_{x'} \quad \dots\dots\dots (2.5)$$

なる関係があり、入射光強度を I_0 とすると、

$$|u_{x'}| = |u_{z'}| \propto \sqrt{I_0}/\sqrt{2}$$

である。したがって、透過方向が入射光の偏光方向と同じである検光子を通った後では、検光出力 I は、

$$|(u_{x'} + u_{z'})/\sqrt{2}|^2$$

に比例するから、

$$I = I_0 (1 + \cos \Gamma) / 2 \quad \dots\dots\dots (2.6)$$

となる。

光弁別比 τ を、光強度の最大値と最小値の比、すなわち、

$$\tau = I_{\max} / I_{\min} \quad \dots\dots\dots (2.7)$$

と定義すると、(2.6)式では、 $I_{\max} = I_0$ 、 $I_{\min} = 0$ となるから、光弁別比 τ は、無限大となる。

しかし、結晶の入射端面の平行度や面精度が悪いときや、レーザー光を極度に集束して入射させるときには、光弁別比の劣化が生じる。すなわち、結晶端面に傾斜や凹凸があると、端面各部における光路長は異なるから、レーザー光の断面の各部分もこれに応じて、異なる位相差 Γ を持つ。このように結晶端面の場所に依存する Γ を持つ光を検出したとき、 $I_{\min} > 0$ および $I_{\max} < I_0$ となるので、光弁別比 τ は小さくなる。このような劣化を防ぐには、光ビームのスポット径を小さくし、結晶端面の与える影響をできるだけ小さくすればよい。

しかし、レーザー光のスポット径を小さくするために光を集光する場合、光ビームは円錐状に結晶に入射される。この結果、結晶中で受ける位相変化が、光ビームの各部分によって異なり、この場合にも光弁別比が劣化する。

(1) 結晶端面の面精度の影響 (2-3), (2-4)

面の凹凸を、その平均値からの偏差 x の分布によって表わし、この分布関数を $f(x)$ とすれば、検光出力は次式で与えられる。

$$I = \frac{I_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left[1 \pm \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left(n_o - n_e + \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E_s \right) (2l + x) \right] f(x) dx \quad \dots\dots\dots (2.8)$$

ただし、

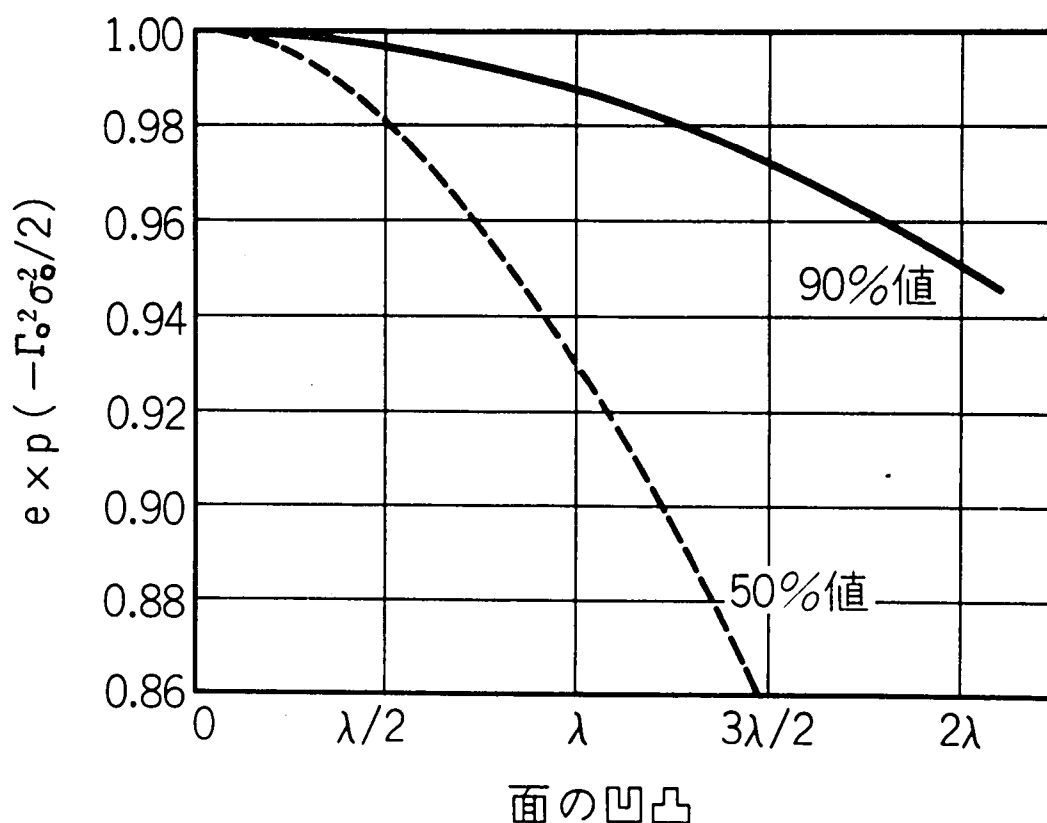
$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 1$$

に規格化されているとする。 $f(x)$ が、分散値 σ_o^2 を持つガウス分布であるときには、(2.8)式は、

$$I = \frac{I_o}{2} [1 \pm \exp(-\Gamma_o^2 \sigma_o^2 / 2) \cdot \cos \Gamma] \quad \dots\dots\dots (2.9)$$

となる。ここに、 Γ_o は $\Gamma/2$ すなわち単位長あたりの光学位相差である。

$\exp(-\Gamma_o^2 \sigma_o^2 / 2) \leq 1$ であるから、 $I_{max} < I_o$ および $I_{min} > 0$ となる。すなわち、面精度が悪いと σ_o^2 が大きく、光弁別比の劣化をもたらす。凹凸の値 x が90%値および50%値であるような分布のときに、面精度が光弁別比に与える影響を2.2図に示す。



2.2 図 面精度が光弁別比に与える影響

(II) 結晶端面の平行度およびビーム集束の影響 (2-3)~(2-5)

入射レーザー光は、TEM₀₀ なるモードで ζ 方向に波動ベクトルを持つとする。このときの光の電界は、常光線に対して (2-16)

$$u_o(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{w_o}{w} \cdot \exp[-i(k\zeta - \phi) - (\xi^2 + \eta^2) \left(\frac{1}{w^2} + \frac{ik}{2R} \right)] \quad \dots\dots (2.10)$$

異常光線に対して (2-17)

$$u_e(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{w_o}{\sqrt{w_\xi w_\eta}} \exp[-i(k'\zeta - \frac{\phi_\xi}{2} - \frac{\phi_\eta}{2}) - \xi^2 \left(\frac{1}{w_\xi^2} + \frac{ik'}{2R_\xi} \right) - \eta^2 \left(\frac{1}{w_\eta^2} + \frac{ik'}{2R_\eta} \right)] \quad \dots\dots (2.11)$$

と表わされる。ただし、

$$\begin{cases} w^2(\zeta) = w_o^2 (1 + \zeta^2 / \zeta_o^2), & \zeta_o = \pi w_o^2 n_o / \lambda \\ w_\xi^2(\zeta) = w_{o\xi}^2 (1 + n_e^4 \zeta^2 / n_o^4 \zeta_{o\xi}^2), & \zeta_{o\xi} = \pi w_{o\xi}^2 n_e / \lambda \\ w_\eta^2(\zeta) = w_{o\eta}^2 (1 + \zeta^2 / \zeta_{o\eta}^2), & \zeta_{o\eta} = \pi w_{o\eta}^2 n_e / \lambda \end{cases} \quad \dots\dots (2.12)$$

$$\begin{cases} \phi = \tan^{-1}(\zeta / \zeta_o) \\ \phi_\xi = \tan^{-1}(n_e^2 \zeta / n_o^2 \zeta_{o\xi}) \\ \phi_\eta = \tan^{-1}(\zeta / \zeta_{o\eta}) \end{cases} \quad \dots\dots (2.13)$$

$$\begin{cases} R(\zeta) = \zeta (1 + \zeta_o^2 / \zeta^2) \\ R_\xi(\zeta) = (n_e / n_o)^2 \cdot \zeta (1 + n_o^4 \zeta_{o\xi}^2 / n_e^4 \zeta^2) \\ R_\eta(\zeta) = \zeta (1 + \zeta_{o\eta}^2 / \zeta^2) \end{cases} \quad \dots\dots (2.14)$$

$$k = 2\pi n_o / \lambda, \quad k' = 2\pi n_e / \lambda \quad \dots\dots (2.15)$$

である。 ξ および η は、 ζ 方向と垂直な面内にある直交座標であり、かつ ξ は結晶の光軸方向とする。また、 w_o 、 $w_{o\xi}$ および $w_{o\eta}$ は、それぞれ、常光線の最小ビーム半径ならびに異常光線の ξ および η 方向の最小ビーム半径である。

いま、実際によく行なわれるように、最小ビーム半径の位置は、結晶の midpoint にあり、かつ $w_o = w_{o\xi} = w_{o\eta}$ と仮定する。このような場合、長さ $2l$ の結晶を通過した後では、(2.10) および (2.11) 式は、次のようになる。

$$u_o'(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{w_o}{w(l)} \cdot \exp[-i \frac{2\pi}{\lambda} (n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{e3} E_s) \times \{2l + (\xi^2 + \eta^2) / R(l)\} - (\xi^2 + \eta^2) / w^2(l) + i 2\phi] \quad \dots\dots (2.16)$$

$$u_e'(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{w_0}{\sqrt{w_\xi(l) w_\eta(l)}} \cdot \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} n_e \left\{ 2l + \xi^2 / R_\xi(l) \right. \right. \\ \left. \left. + \eta^2 / R_\eta(l) \right\} - \xi^2 / w_\xi^2(l) - \eta^2 / w_\eta^2(l) + i \phi_\xi + i \phi_\eta \right] \quad \dots\dots (2.17)$$

ここで、結晶端面の平行度の影響を考察するため、結晶端面における ξ および η 方向の傾斜角 δ_ξ および δ_η を導入し、(2.16)および(2.17)式中の $2l$ なる項を、

$2l + \xi \cdot \tan \delta_\xi + \eta \cdot \tan \delta_\eta$ で置きかえる。

被変調光強度は、 $|u_0' + u_e'|^2$ を結晶端面について積分すればよいが、ビーム径が結晶端面に比べて十分小さいと仮定すれば無限積分で置きかえてもよい。たとえば、Kaminow と Turner によって与えられている安全係数⁽²⁻¹⁸⁾ (あるビームスポット径を持つ光を通すために、要求される最小の結晶端面の寸法の基準として、その倍数を意味する) を2以上にとるとき、無限積分を行なうことによる誤差は 10^{-4} 以下である。

積分の結果、被変調光の相対出力強度は、次のようになる。

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} + \frac{g}{2} \cos(\Gamma - 2\phi + \phi_\xi + \phi_\eta + \phi') \quad \dots\dots (2.18)$$

$$g = \frac{G \exp \left[-r_\xi^2 / \alpha_\xi (1 + A_\xi^2) - r_\eta^2 / \alpha_\eta (1 + A_\eta^2) \right]}{(1 + A_\xi^2)^{1/4} \cdot (1 + A_\eta^2)^{1/4}} \quad \dots\dots (2.19)$$

$$G = 2 \left\{ w_\xi(l) w_\eta(l) \right\}^{1/2} \cdot \left\{ 1 + w_\xi^2(l) / w^2(l) \right\}^{-1/2} \cdot \left\{ 1 + w_\eta^2(l) / w^2(l) \right\}^{-1/2} \times \{w(l)\}^{-1} \quad \dots\dots (2.20)$$

$$\begin{cases} \alpha_\xi = \{ 1 + w^2(l) / w_\xi^2(l) \} / w^2(l) \\ \alpha_\eta = \{ 1 + w^2(l) / w_\eta^2(l) \} / w^2(l) \end{cases} \quad \dots\dots (2.21)$$

$$\begin{cases} A_\xi = (2l / \zeta_0) \cdot \{ 1 - (n_e / n_0) w^2(l) / w_\xi^2(l) \} / \{ 1 + w^2(l) / w_\xi^2(l) \} \\ A_\eta = (2l / \zeta_0) \cdot \{ 1 - (n_0 / n_e) w^2(l) / w_\eta^2(l) \} / \{ 1 + w^2(l) / w_\eta^2(l) \} \end{cases} \quad \dots\dots (2.22)$$

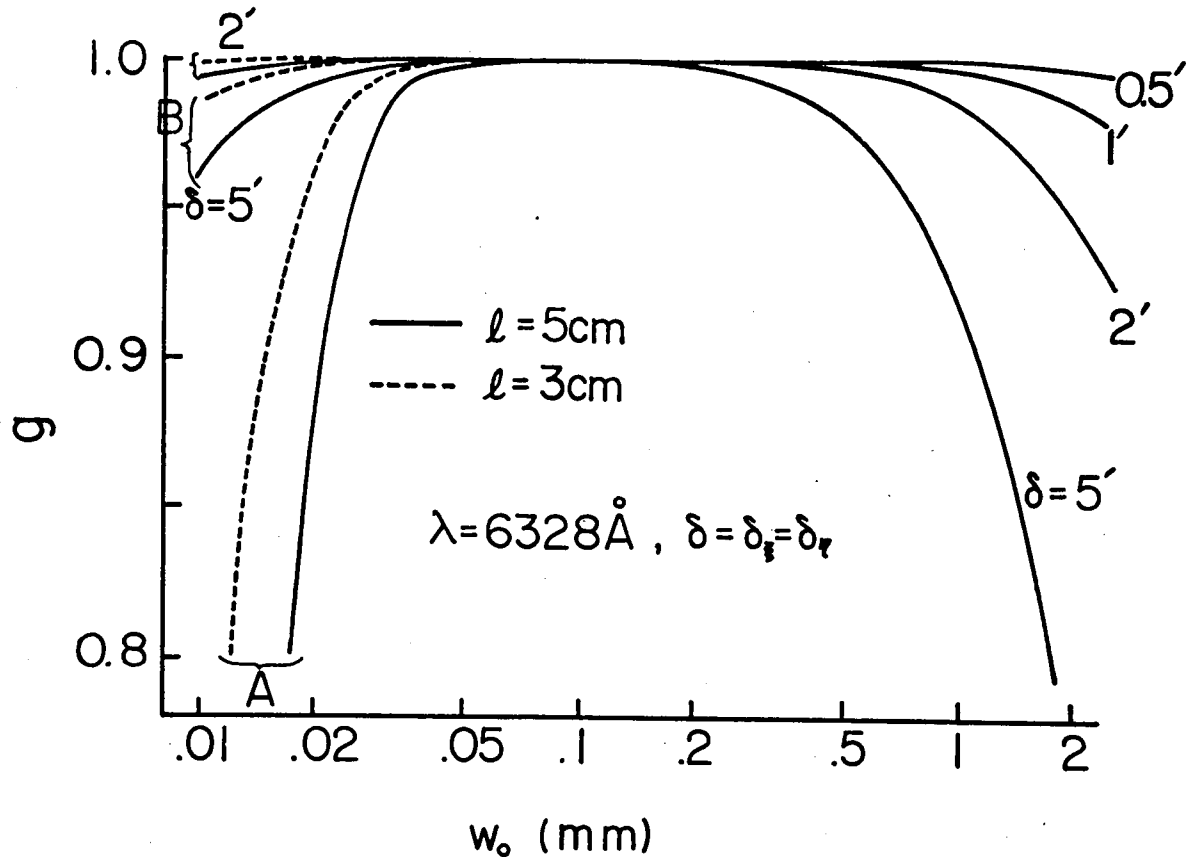
$$\begin{cases} r_\xi = \pi (n_0 - n_e) \tan \delta_\xi / \lambda \\ r_\eta = \pi (n_0 - n_e) \tan \delta_\eta / \lambda \end{cases} \quad \dots\dots (2.23)$$

$$\phi' = -A_\xi r_\xi^2 / \alpha_\xi (1 + A_\xi^2) - A_\eta r_\eta^2 / \alpha_\eta (1 + A_\eta^2) + \tan^{-1} A_\xi + \tan^{-1} A_\eta \quad \dots\dots (2.24)$$

光弁別比 τ は、(2.7)および(2.18)式を用いて、

$$\tau = (1 + g) / (1 - g) \quad \dots\dots (2.25)$$

のように書ける。すなわち、 g が小さくなるにしたがって、 τ も劣化する。波長 6328\AA の He-Ne レーザーと、 $l=3\text{ cm}$ および 5 cm の 45° Z カット KDP 結晶を用いたとき、 g の結晶端面の傾斜およびビームのスポット径に対する依存性を、2.3 図の A に示す。

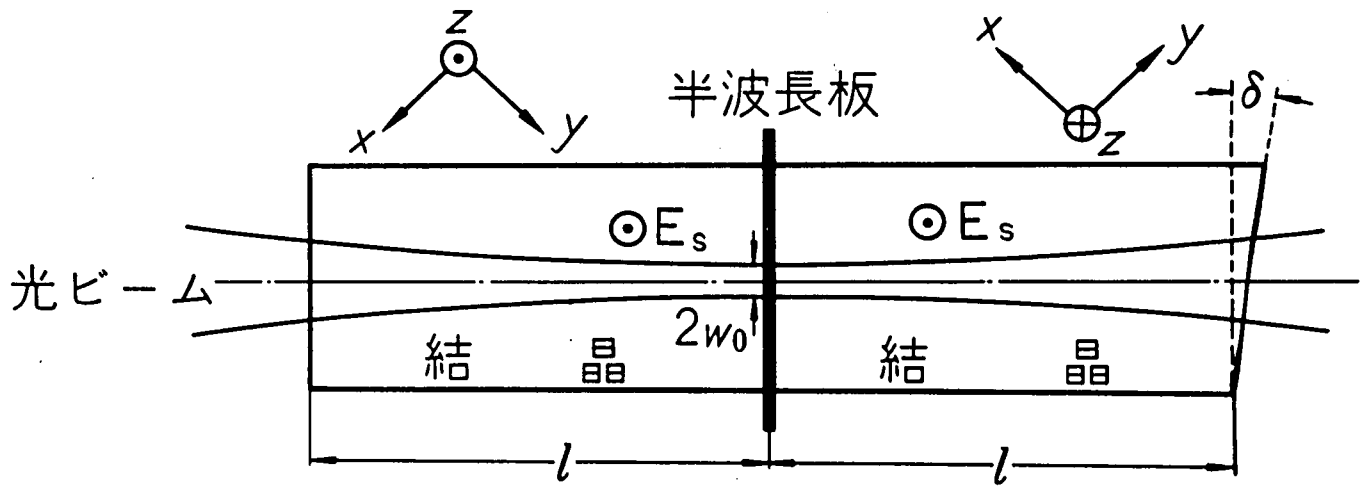


2.3.図 45° Z カット KDP 光変調器における結晶端面平行度および光ビームのスポット径と光弁別比の関係

この結果から、スポット径が大きいときには、結晶端面の傾斜だけが g の値を小さくすることがわかる。また、逆に、光ビームを極度に集束したときにも、端面の平行度の影響はなくなるが、 g の値は小さくなる。これらは、解析を進める前に述べた物理的考察とよく一致している。

しかし、これまでは、長さ $2l$ の 1 本の結晶について考察を進めてきたが、通常、一軸性結晶を用いる光変調器では、屈折率の温度変化を補償するため⁽²⁻¹⁾、2.4 図に示すように、2 本の同一の結晶を用い、その間に半波長板を挿入する。あるいは、電界印加方向 (z 方向) を互いに直交させてもよい。このような温度補償形の光変調器では、(2.16) および (2.17) 式における $1/R$ 、 $1/R_\xi$ および $1/R_\eta$ なる項が、温度補償と同様に相殺し合い、その結果、(2.19) 式の A_ξ および A_η なる項は、1 に比べて省略できるほど小さくなる。

長さ l の結晶を 2 本用い、温度補償形に構成したときには、前に述べた例における g の値は、



2.4 図 温度補償形の45°ZカットKDP光変調器

2.3 図のBなる曲線によって示される。2.3 図のA曲線と比較すると、温度補償形では、光ビームの集束によって生じる光弁別比の劣化の現象がかなり改善されることがわかる。

2.2.2 45度XカットADP光変調器に関する考察 (2-3), (2-5), (2-6)

45度Xカットおよび45度YカットADP結晶 (2-6), (2-10) の外形図を、2.5 図(a)および(b)に示す。これらの形の光変調器では、それぞれ、xおよびy方向に変調電界が印加される。

45度XカットADP結晶を例にとると、その屈折率楕円体は (2-15)

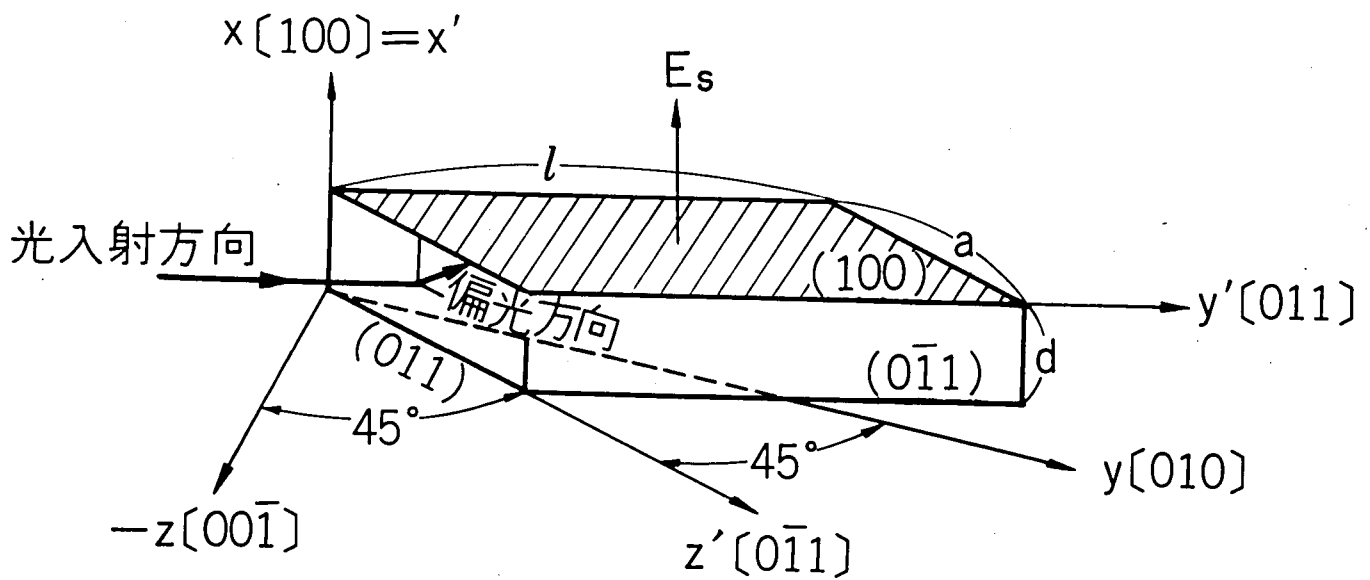
$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{41} E_s yz = 1 \quad \dots\dots (2.26)$$

となり、この形では、電気光学係数として r_{41} が用いられる。(2.26)式において、

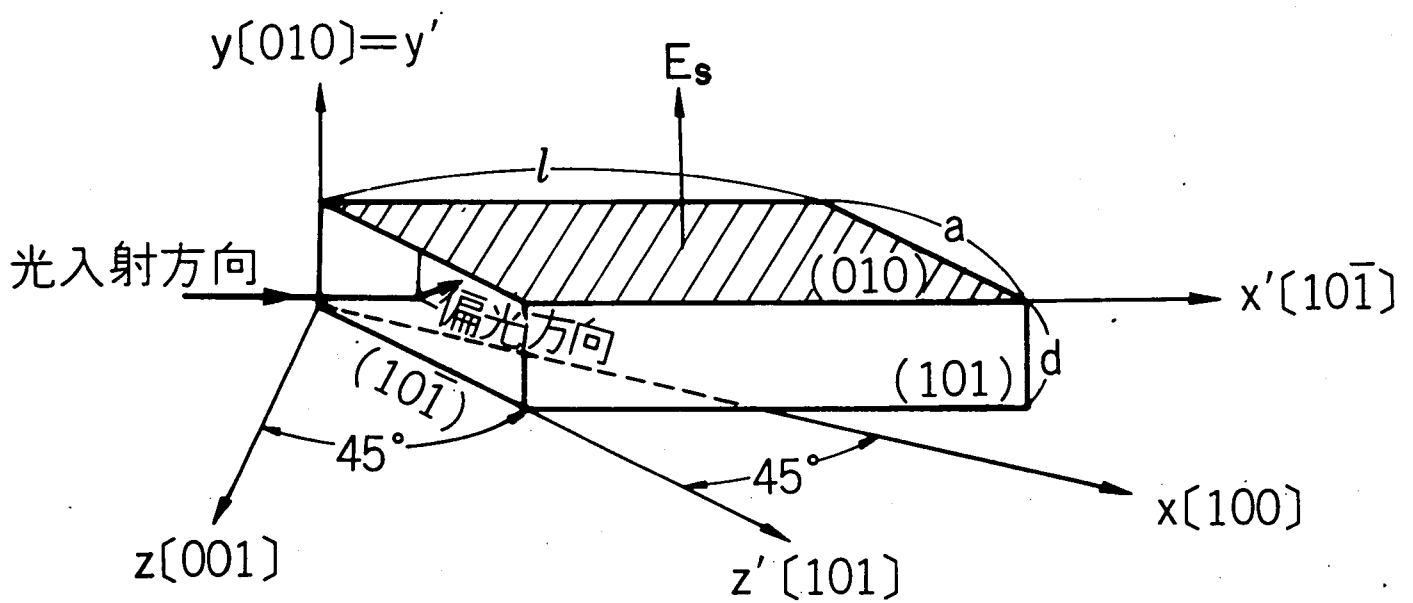
$$\begin{cases} x' = x \\ y' = (y + z)/\sqrt{2} \\ z' = (-y + z)/\sqrt{2} \end{cases}$$

なる座標変換を行なうと、屈折率楕円体は

$$\frac{x'^2}{n_o^2} + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{41} E_s\right) y'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{41} E_s\right) z'^2 - \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2}\right) y' z' = 1 \quad \dots\dots (2.28)$$



(a) 45度Xカット板



(b) 45度Yカット板

2.5図 45度Xカットおよび45度YカットADP結晶の外形図

と書きかえられる。ただし、

$$2/n_{oe}^2 = 1/n_o^2 + 1/n_e^2 \quad \dots\dots (2.29)$$

である。

2.5 図(a)の結晶は、(2.27)式で与えられる x' 、 y' および z' を稜とするように切断されている。光の入射方向を y' 方向とすると、光の電気ベクトルは、 $x'z'$ 面内にあり、常光線は x' 方向に、異常光線は z' 方向に振動しながら結晶中を伝搬する。したがって、(2.28)式で $y'=0$ と考え、(2.28)式から、 x' および z' 方向の屈折率を求めると、

$$\begin{cases} \text{常光線の屈折率} = n_{x'} = n_o \\ \text{異常光線の屈折率} = n_{z'} = n_{oe} + \frac{1}{2} r_{41} n_{oe}^3 E_s \end{cases}$$

となり、単位長あたりの位相差 Γ_o は、

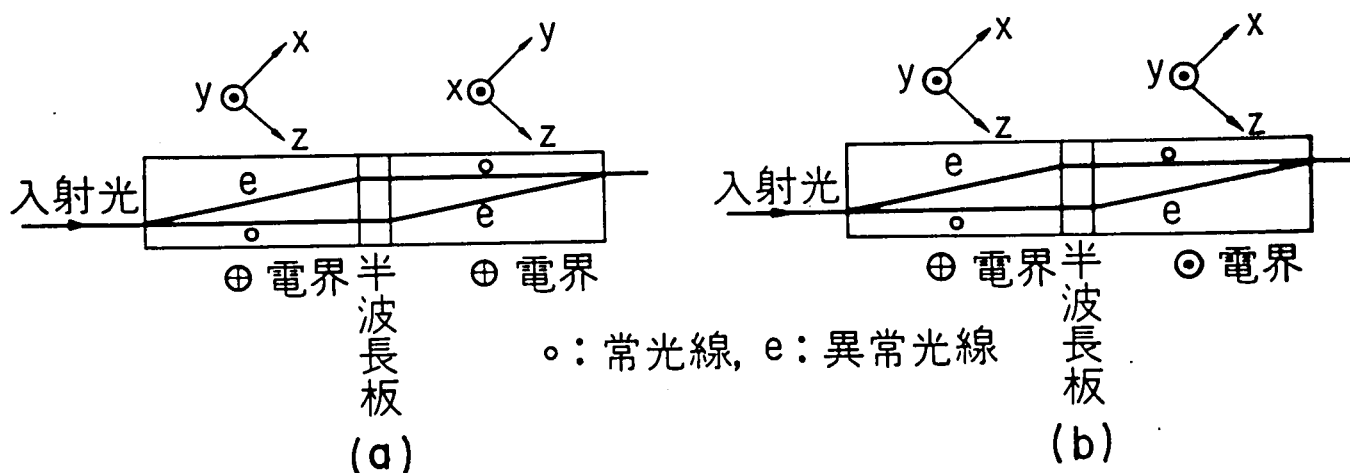
$$\Gamma_o = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_{oe}) - \frac{\pi}{\lambda} n_{oe}^3 r_{41} E_s \quad \dots\dots (2.31)$$

で与えられる。

ところで、この形の結晶内では常光線と異常光線は異なった進行方向を持ち(付A)、両光線の分離角 ϕ_s は、

$$\phi_s \simeq \tan \phi_s = (n_o^2 - n_e^2) / (n_o^2 + n_e^2) \quad \dots\dots (2.32)$$

で与えられ、ADPでは、 $n_o=1.5220$ 、 $n_e=1.4771$ に対応して、 $\phi_s=1^\circ 43'$ となる。光変調には、両光線の重畳した部分における光学的位相差が関係するので、光変調器を構成するには、相異なる方向に進んだ両光線をふたたび合成する必要がある。このために、通常は、同一の長さの結晶を2本使って、両光線を合成する。この合成方法には、可能な組合せとして、4と通りの方法があるが(2-10)、温度による屈折率変化の補償も考慮すると、2.6図に示される2つの方法に限られる。



2.6 図 温度補償形の45度Xカットまたは45度YカットADP光変調器

2.6 図(a)は、45度Xカットと45度Yカットの結晶を組合わせ、その間に半波長板を挿入したものであり、両結晶に加えられる電界の方向は同じである。一方、2.6 図(b)は、同じカットの結晶を2本用い、結晶の間に半波長板を挿入したもので、電界の印加方向は、両結晶で互いに逆方向である。この2つの方法では、いずれも、一方の結晶で常光線として伝搬したものが、次の結晶では異常光線として伝搬し、始め異常光線として伝搬したものが次には常光線として伝搬する。

1本の結晶の長さが、 l であり、2本の結晶の長さの差を Δl とすると、理想状態における検光出力は、

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_{oe}) (\Delta l) - \frac{2\pi}{\lambda} n_{oe}^2 r_{41} E_s l \right\} \quad \dots\dots\dots (2.33)$$

となり、この場合の光弁別比は ∞ である。

しかし、2.2.1で述べたと同様に、結晶端面の平行度および光ビームの集束によって光弁別比の劣化が生じる。また、45度XカットADP結晶を用いた場合のように、結晶内で光が分離して進むときには、両光線の再合成が問題となる。すなわち、光変調には、両光線が重なっている部分だけが寄与するから、合成の程度が悪いと光弁別比は劣化する。

45度ZカットKDP形結晶の場合と同様に、以下に、45度XカットADP形結晶について解析を進める。

45度XカットADP結晶内を伝搬する常光線の電界は、(2.10)式によって与えられるが、異常光線は分離して進行するので、(2.11)式の ξ の代りに $\xi - \rho \zeta$ なる項を用いる必要がある。したがって、その電界は、(2-17)

$$u_e(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{w_0}{\sqrt{w_\xi w_\eta}} \exp \left[-i \left(k' \zeta - \frac{\phi_\xi}{2} - \frac{\phi_\eta}{2} \right) - (\xi - \rho \zeta)^2 \left(\frac{1}{w_\xi^2} + \frac{ik'}{2R_\xi} \right) - \eta^2 \left(\frac{1}{w_\eta^2} + \frac{ik'}{2R_\eta} \right) \right] \quad \dots\dots\dots (2.34)$$

と書ける。ただし、

$$k' = 2\pi n_{oe} / \lambda \quad \dots\dots\dots (2.35)$$

$$\begin{cases} w_\xi^2(\zeta) = w_{0\xi}^2 (1 + \mu^2 \zeta^2 / \zeta_{0\xi}^2) & , & \zeta_{0\xi} = \pi w_{0\xi}^2 \cdot n_{oe} / \lambda \\ w_\eta^2(\zeta) = w_{0\eta}^2 (1 + \zeta^2 / \zeta_{0\eta}^2) & , & \zeta_{0\eta} = \pi w_{0\eta}^2 \cdot n_{oe} / \lambda \end{cases} \quad \dots\dots\dots (2.36)$$

$$\begin{cases} R_\xi(\zeta) = \mu \zeta (1 + \zeta_{0\xi}^2 / \mu^2 \zeta^2) \\ R_\eta(\zeta) = \zeta (1 + \zeta_{0\eta}^2 / \zeta^2) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (2.37)$$

$$\begin{cases} \phi_\xi(\zeta) = \tan^{-1} (\mu \zeta / \zeta_{0\xi}) \\ \phi_\eta(\zeta) = \tan^{-1} (\zeta / \zeta_{0\eta}) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (2.38)$$

$$\rho = \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 \tan \theta + n_e^2 \cot \theta} \quad \dots\dots\dots (2.39)$$

$$\mu = \frac{n_e^2 \sin^2 \theta + n_o^2 \cos^2 \theta}{n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta} \quad \dots\dots\dots (2.40)$$

であり、 θ は、光の波動ベクトル方向と結晶の光軸の間の角である。45度Xカットおよび45度YカットADP結晶では、 $\theta = 45$ 度であるから (付A),

$$\rho = (n_o^2 - n_e^2) / (n_o^2 + n_e^2)$$

$$\mu = 1$$

となる。この ρ は、(2.32)式と一致する。

結晶内での光線の分離、結晶端面の平行度などを考慮に入れて、45度ZカットKDP結晶の場合に用いた計算方法を用いると、 g に対する式は次のように求められる (付B)。

$$g = \frac{2 w w_{\xi}}{w^2 + w_{\xi}^2} \cdot \exp \left[- \left\{ (r_{\xi} + \Delta_1)^2 + r_{\eta}^2 \right\} / \alpha_o - \Delta_2 \right] \quad \dots\dots\dots (2.41)$$

ここに、

$$\begin{cases} r_{\xi} = \pi (n_o - n_{oe}) \cdot \tan \delta_{\xi} / \lambda \\ r_{\eta} = \pi (n_o - n_{oe}) \cdot \tan \delta_{\eta} / \lambda \end{cases} \quad \dots\dots\dots (2.42)$$

$$\Delta_1 = \rho (\Delta l) \cdot \frac{l}{\zeta_o} \left\{ 1 + \frac{n_o}{n_{oe}} \cdot \frac{w^2}{w_{\xi}^2} \right\} / w^2 \quad \dots\dots\dots (2.43)$$

$$\alpha_o = (1 + w^2 / w_{\xi}^2) / w^2 \quad \dots\dots\dots (2.44)$$

$$\Delta_2 = \rho^2 (\Delta l)^2 / (w^2 + w_{\xi}^2) \quad \dots\dots\dots (2.45)$$

である。

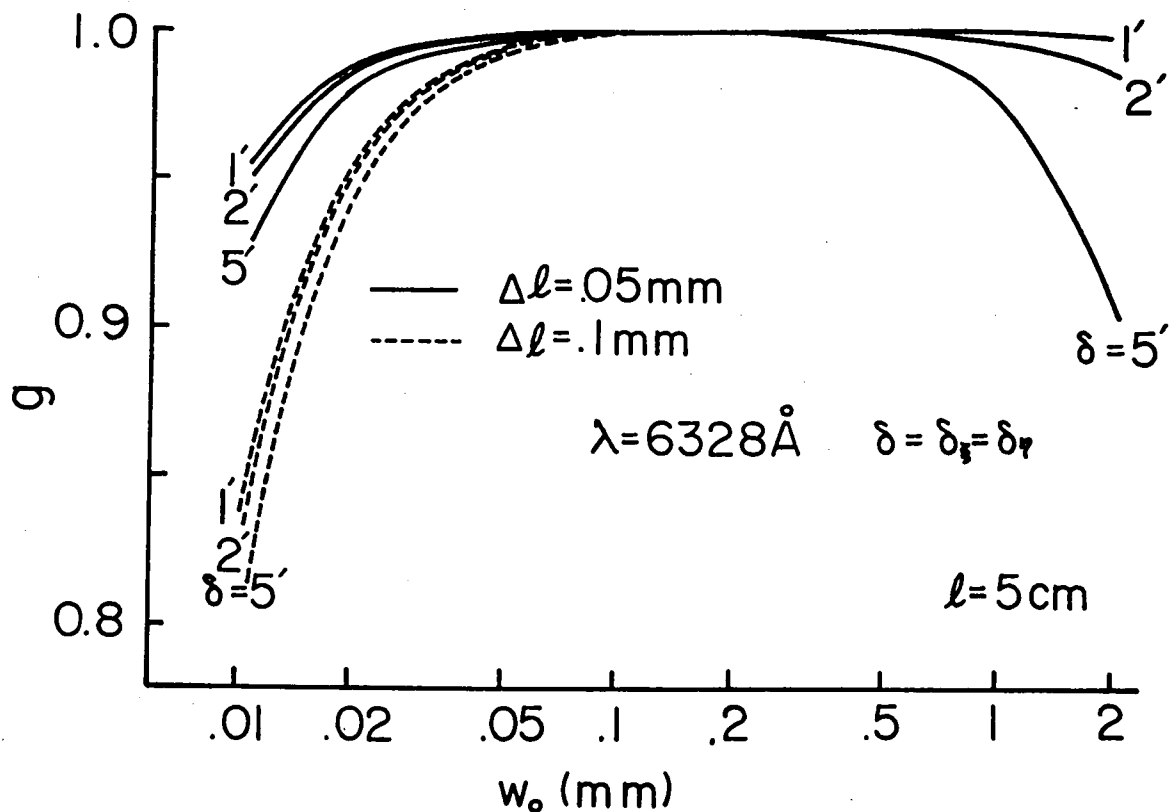
(2.41)式の指数部において、 r_{ξ} および r_{η} は、結晶端面の平行度の影響を示し、 Δ_1 および Δ_2 は、結晶内で分裂した光線の再合成の程度を反映している。すなわち、2本の結晶の長さの差が Δl であるとき、両光線の再合成は完全ではなく、その中心間距離 $2 \Delta h$ は、

$$2 \Delta h = \rho (\Delta l)$$

で与えられる。

$\Delta l = 0.05 \text{ mm}$ および 0.1 mm 、 $l = 5 \text{ cm}$ なる45度XカットADP光変調器の g を2.7図に示す。

光ビームのスポット径が大きいときには、結晶端面の平行度の影響を受け、2.3図に示した45度ZカットKDP光変調器と類似の傾向を示す。しかし、スポット径が小さいときには、2.3図のB曲線と比較するとわかるように、45度XカットADP光変調器の光弁別比はより劣化する傾向にある。これは、もし、両ビーム間に完全な一致がない場合、光ビームスポット径の減少とともに両光線の合成の程度が悪くなるからである。



2.7 図 45度XカットADPにおける結晶端面平行度および光ビーム集束と光弁別比との関係

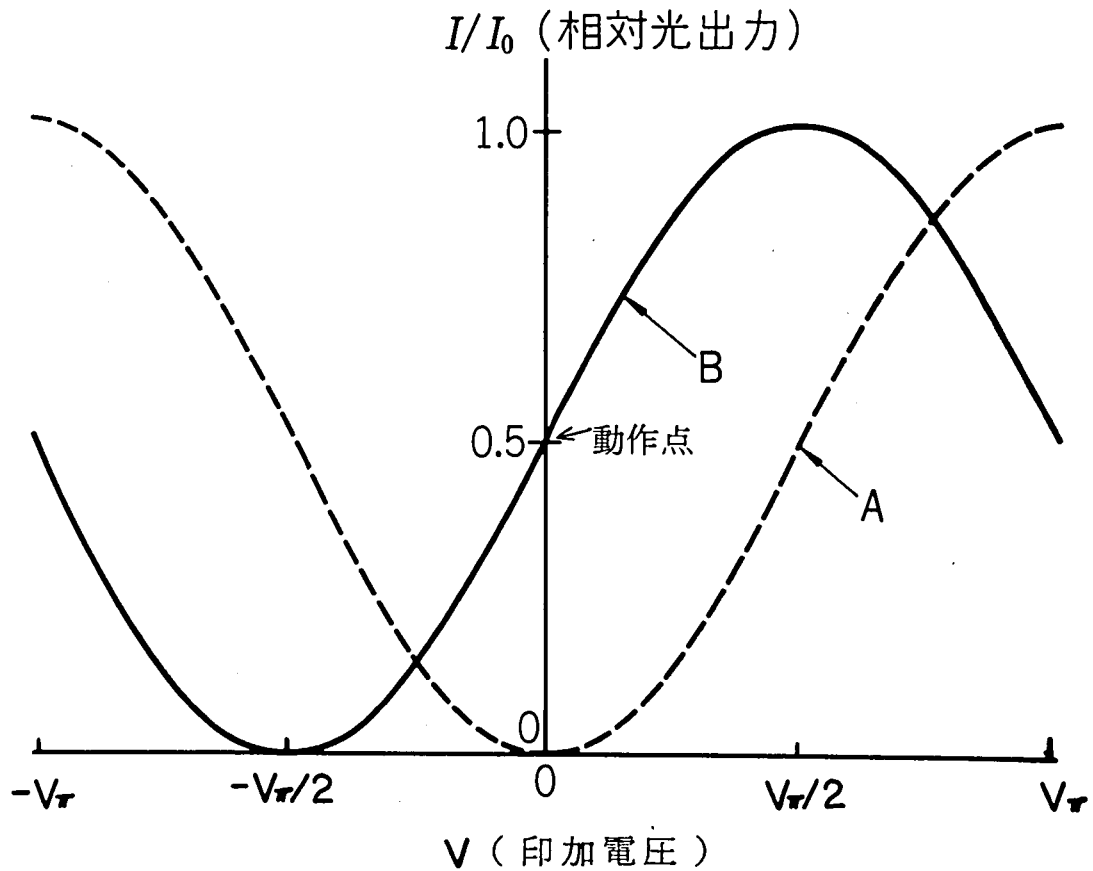
2.3 光損失を考慮したときの最適設計 (2-3), (2-4)

低電圧で動作する変調能率のよい光変調器を構成する場合、複数個の結晶を多段縦続するとか、結晶内を何回も往復させる方法などが用いられる。しかし、結晶には、端面での反射および散乱損失や、内部での吸収損失などが避けられず、これらの損失が無視できないときには、結晶個数を増加し、変調能率を上げて、被変調出力は必ずしも増加しない。すなわち、変調電圧と結晶の損失が与えられると、最大被変調出力を得るための最適結晶個数が存在する。

いま、(2.6)式を考え、自然複屈折による光学的位相差を補償し、かつ、2.8図の曲線Bに示すように、動作点を正弦関数の直線部に持って来ると、被変調出力光強度は次のようになる。

$$\frac{I}{I_0} = \frac{E}{2} \{ 1 + \sin(\pi V / V_\pi) \} \quad \dots\dots\dots (2.46)$$

ただし、 V_π は変調器の半波長電圧 (光学的位相差を π だけ生じさせるに必要な電圧)、 E は結晶の透過率である。



2.8 図 retardation 特性

最も簡単な例として、(2.46)式で与えられるような特性の結晶を N 個縦続して用いた場合を考えると、被変調光相対出力は、

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} E^N \left\{ 1 + \sin \left(N\pi \cdot \frac{V_0}{V_\pi} \sin p t \right) \right\} \quad \dots\dots (2.47)$$

で与えられる。ただし、 $V_0 \sin p t$ は変調信号電圧である。(2.47)式をベッセル関数を用いて展開し、基本波成分だけをとると、その被変調光強度 I_1 は、

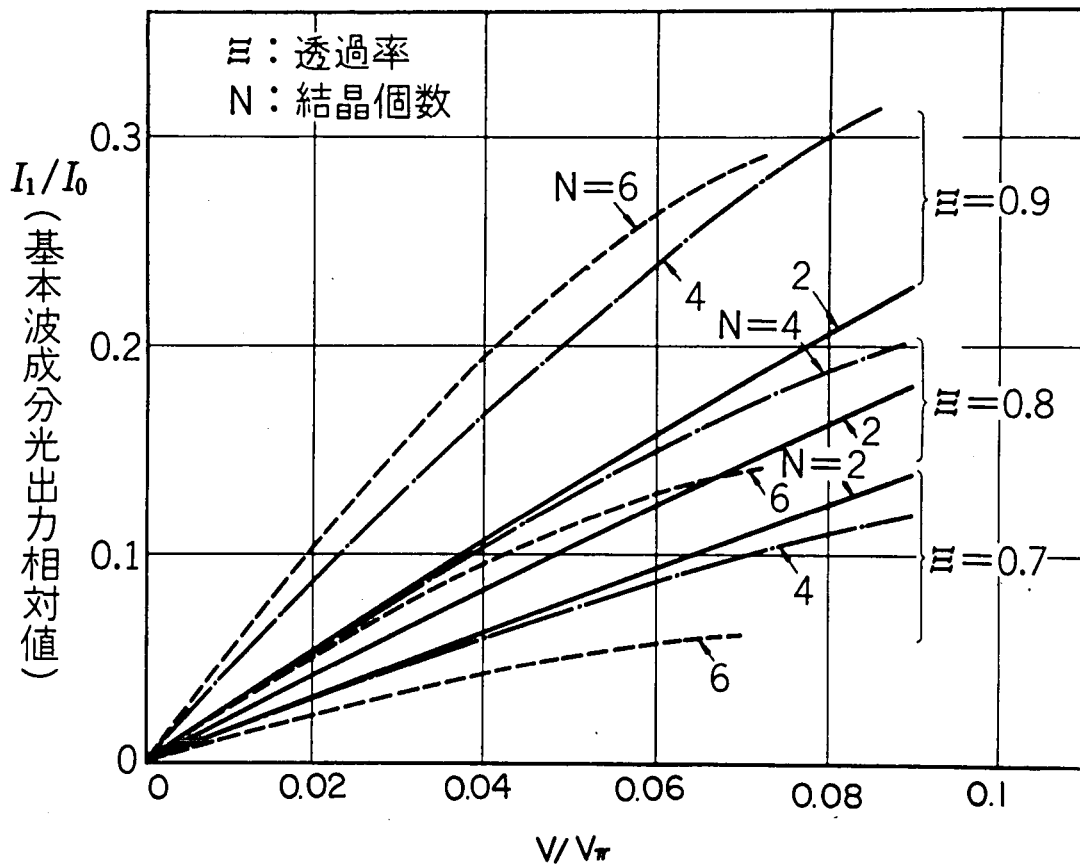
$$I_1 = I_0 \cdot E^N \cdot J_1 (N\pi V_0 / V_\pi) \sin p t \quad \dots\dots (2.48)$$

となり、変調度 M は、

$$M = 2 J_1 (N\pi V_0 / V_\pi) \quad \dots\dots (2.49)$$

で与えられる。ここに、 J_1 は1次ベッセル関数である。

E および N をパラメーターとして、被変調相対出力 I/I_0 と、 V/V_π なる変調電圧の関係を2.9図に示した。



2.9 図 光損失があるときの変調電圧および結晶個数と被変調出力

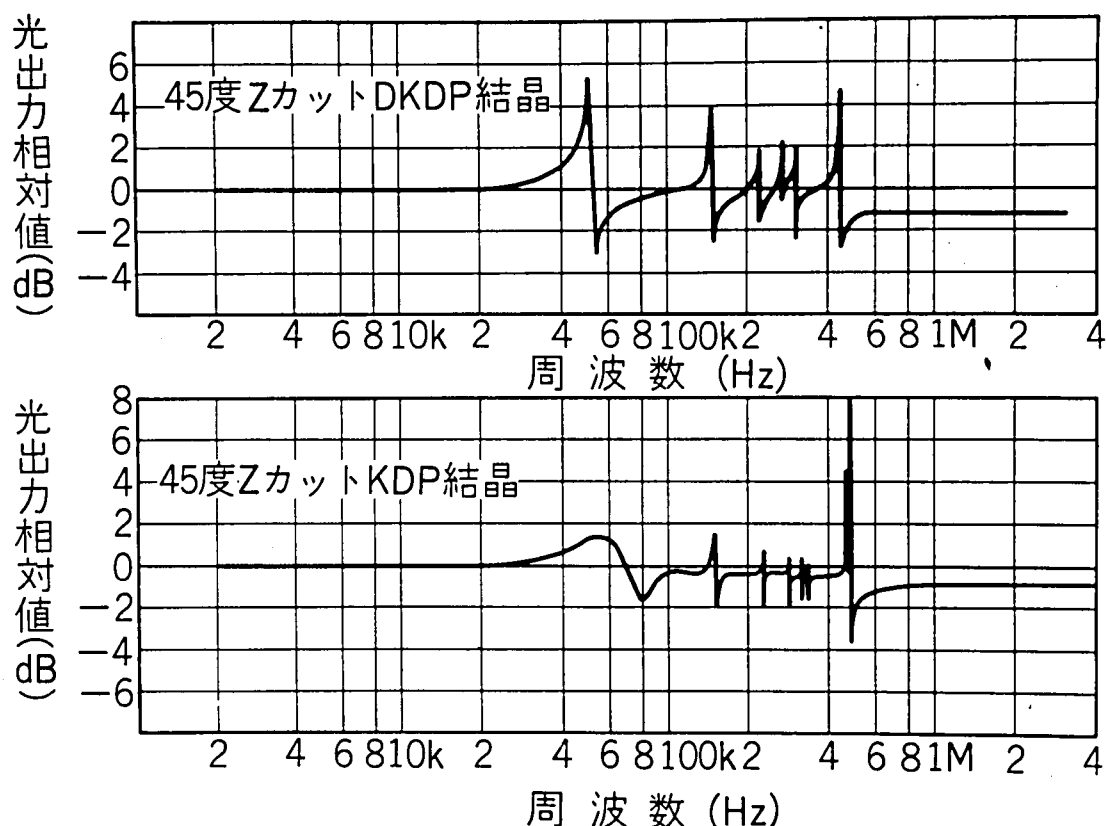
2.4. 45度ZカットKDPおよびDKDP結晶を用いた光変調器 (2-3), (2-4), (2-7)

最近は、 LiTaO_3 結晶などを用いた光変調器 (2-9) が開発され、小形で、しかもトランジスタ増幅器で変調できるほどの高性能なものが出現している。しかし、KDP や DKDP 結晶は、均質性がよいことや、比較的安価であることなどの理由で、今後も光変調器としてよく使われるものと考えられる。とくに、レーザー共振器内部における変調動作では、KDP や DKDP に匹敵する良質な結晶が得られないため、ほとんど KDP または DKDP の光変調器が用いられている。

ここでは、比較的低電圧動作が可能な45度ZカットKDPおよびDKDP結晶を用い、テレビ信号を伝送しうる光変調器を構成したので、その特性および問題点について検討する。ここに述べる結果は、光変調系全般に関しており、他の光変調器にも適用できる。

2.4.1 構 成

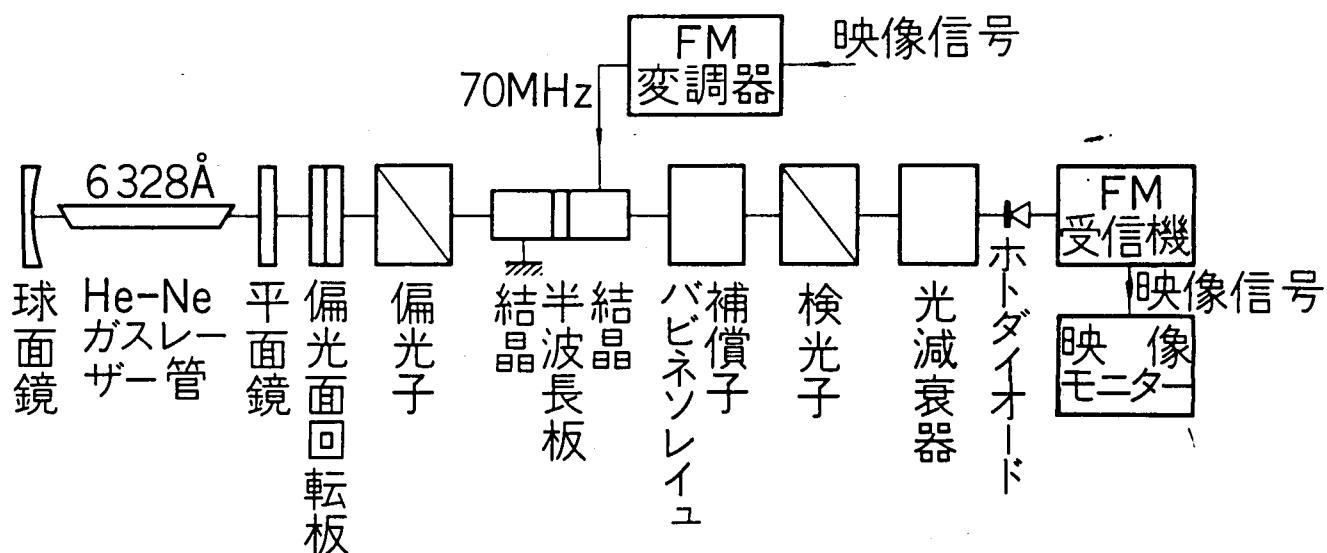
テレビ信号は、一般に直流成分から数MHzの周波数成分を含んでいるが、結晶のピエゾ共振周波数も、多くの場合、この周波数帯にある。たとえば、2.10図に示したものは、45度ZカットのKDPおよびDKDP結晶における共振特性である。したがって、映像信号電圧を直接に結晶に加えると、光出力にもピエゾ効果が現われ、復調画像を劣化させる。



2.10図 45度ZカットのKDPおよびDKDP光変調器におけるピエゾ共振特性

このようなピエゾ共振の効果を避けるため、共振周波数より十分高い周波数を副搬送波として用い、映像信号でこの副搬送波をFMし、副搬送波でレーザー光をAMする、いわゆるFM-AM方式を用いた。この方式は、単なるAM方式にくらべて、光変調周波数が高くなり、広帯域で、かつ大きな変調電圧を得るという点ではやや困難が生じるが、2.8図に示された正弦波状の静特性によって起る非直線ひずみが避けられることや、多重通信が可能であるなどの利点がある。

光変調器とその受信系を含めた系統図を2.11図に示す。波長 6328\AA のHe-Neレーザーを光源としたが、その出力は、単一横モードで約11mWである。なお、レーザー用電源には、定電流電源を用い、低周波雑音成分を除去した。



2.1.1 図 FM-AM方式による光変調実験系統図

(1) 光 変 調 部

光変調部は、偏光面回転板、偏光子、電気光学結晶、位相補償板および検光子から成っている。偏光面回転板は、レーザー光の偏光方向を適当な方向に回転させるもので、四分の一波長板を2枚組み合わせることにより容易に実現できる(付C)。電気光学結晶は、2本の同じ長さの45度ZカットのKDP(日本電波工業製)およびDKDP(米国Isomet社製)結晶により構成され、温度補償のために、2本の結晶の間に雲母製の半波長板を挿入してある。その寸法および端面の状態などを2.1表に示す。また、実物の写真を2.1.2図に示す。

2.1表 45度ZカットKDPおよびDKDP光変調器の寸法

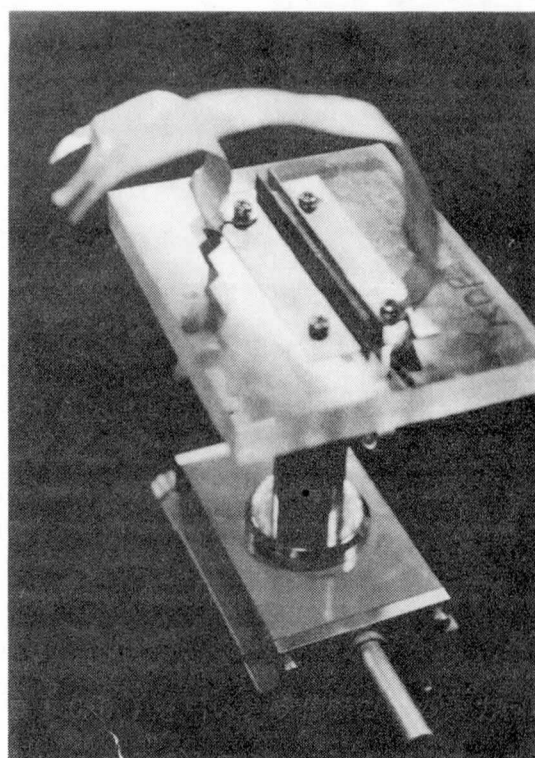
結 晶	45度ZカットKDP	45度ZカットDKDP
長さ $2l$	28mm×2	28mm×2
電極間隔 d	2.7mm	3.1mm
幅	4.0mm	4.0mm
$2l/d$	20.8	18.1
容 量	22.5PF	27.6PF
端面平行度	1分以内	1分以内
端面面精度	半波長以下	半波長以下

位相補償板は変調能率のよい動作点（正弦関数の直線部，2.8図参照）を選ぶためのもので，バビネソレイユ板を用いた。偏光子および検光子には方解石によるグラントムソンプリズムを用いたが，レーザー出力が直線偏光されていれば，偏光子を用いなくてもよい。

(2) 変調駆動部

ピエゾ共振周波数より十分高く，しかも約10MHzの帯域が比較的容易にとれ，かつ数十Vの出力電圧を得ることなどの点を考慮して，副搬送波周波数を70MHzとした。周波数変調は，可変容量ダイオードによって行なった。変調駆動部の特性は次のとおりである。

中心周波数	70MHz
帯域幅	±4.5MHz (3dB降下)
入力信号	映像信号1V _{P-P}
出力電圧	30V (rms)
エンファンス量	6dB



2.12図 45度ZカットKDP光変調器

(3) FM受信機

受光素子としてホットダイオード（EGG社，SGD100）を用い，受信機の中の入力回路の一部となるように組みこんだ。ホットダイオードの特性については2.7で述べるが，入射光強度，信号周波数および逆バイアス電圧によって，そのインピーダンスが変化する。一方，ホットダイオードのインピーダンスと受信機の入力インピーダンスとの整合が不完全だと信号出力のS/Nが劣化するので，受信機的设计には，入射光強度などの動作状態パラメーターと，ホットダイオードの特性をよく把握しておくことが必要である。FM受信機の特性を次に示す。

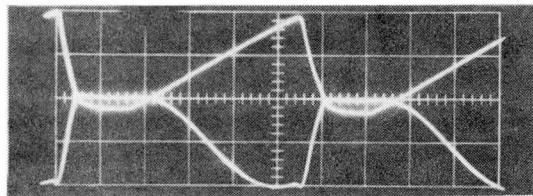
中間周波数	70MHz
雑音指数	6dB
出力周波数特性	0~4MHz 平坦

2.4.2 特性 (2-4)

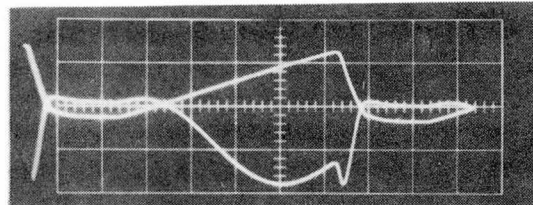
(1) 半波長電圧および電気光学係数

45度ZカットKDPおよびDKDP光変調器に電界を加え、そのretardation特性を測定し、この結果から、半波長電圧 V_π および電気光学係数 r_{63} を求めた。測定には、2つの方法、すなわち、200Hzののこぎり波電圧を結晶に印加して、検光出力をオシロスコープ上で測定する方法と、直流的電圧を加え、X-Yレコーダーで記録する方法を用いた。2.13図に、200Hzののこぎり波と、それによって変化する検光出力のオシロスコープ上の表示を示す。

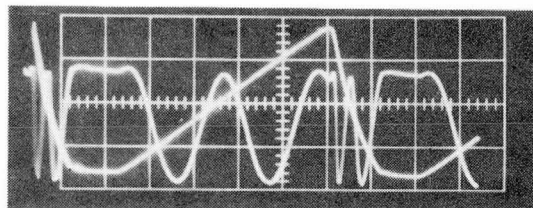
(a) 45度ZカットKDP光変調器
のこぎり波電圧 500V/cm



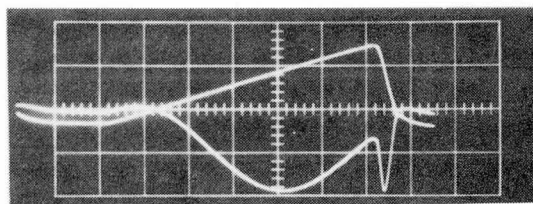
(b) 45度ZカットKDP光変調器
のこぎり波電圧 500V/cm



(c) LiTaO₃ 光変調器
のこぎり波電圧 200V/cm



(d) 45度XカットADP光変調器
のこぎり波電圧 200V/cm



2.13図 200Hzののこぎり波電圧による半波長電圧測定

測定結果を次に示す。

45度ZカットKDP光変調器

直流電圧による測定

$$\begin{cases} V_{\pi}=980\text{V} \\ r_{es}=9.1\times 10^{-12}\text{ m/V} \end{cases}$$

200Hzのこぎり波による測定

$$\begin{cases} V_{\pi}=850\text{V} \\ r_{es}=10.4\times 10^{-12}\text{ m/V} \end{cases}$$

45度ZカットDKDP光変調器

直流電圧による測定

$$\begin{cases} V_{\pi}=530\text{V} \\ r_{es}=19.5\times 10^{-12}\text{ m/V} \end{cases}$$

200Hzのこぎり波による測定

$$\begin{cases} V_{\pi}=450\text{V} \\ r_{es}=22.8\times 10^{-12}\text{ m/V} \end{cases}$$

直流電圧による測定結果で、半波長電圧が大きくなるのは、結晶内電界の不均一性のためで、これは、電極の接触状態や結晶の導電率に依存するとされており、⁽²⁻⁹⁾その緩和時間は、秒の程度である。したがって、半波長電圧や電気光学係数の測定には、数十Hz以上ののこぎり波を用いることが望ましい。

(2) 光弁別比

光弁別比についても、200Hzのこぎり波による方法と、直流電圧による方法で測定したが、このほかに、バビネソレイユ板により光学移相量を変化させる静的な方法によっても測定した。その結果、光の最小漏洩量((2.18)式 $(1-g)/2$ に相当)は次のとおりであった。

45度ZカットKDP光変調器

バビネ板による方法	3.6%
直流電圧による方法	5.0%
のこぎり波による方法	~0%

45度ZカットDKDP光変調器

バビネ板による方法	0.9%
直流電圧による方法	1.3%
のこぎり波による方法	~0%

直流電圧による測定結果が、他の方法の測定結果よりも劣るのは、(1)で述べたのと同じ理由による。

(3) 温度特性

各光変調器の内，1本の結晶だけを取り出し，30℃～60℃の間で，retardation の変化を測定した。この結果から，常屈折率と異常屈折率の差の温度変化量が求められた。すなわち

$$\text{KDP} \quad \left| d(n_o - n_e) / dT \right| = 1.09 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$$

$$\text{DKDP} \quad \left| d(n_o - n_e) / dT \right| = 0.745 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$$

しかし，2.4 図に示したような温度補償形では，急激な温度変化がある場合を除いて，温度変化の影響は無視できる程度である。急激な温度変化を与えた直後では，結晶内温度が不均一になり，定常状態に達するまでに若干の時間を要する。

(4) 光損失

光損失の原因には，散乱，吸収および反射がある。中でも，通常最も大きいものは，端面における反射損失である。各素子の屈折率を n とすると，空気中から垂直入射させるとき，反射損失は $(n-1)^2 / (n+1)^2$ で与えられる。例えば $n=1.5$ とすると，反射損失は両端面で 8 % に達する。45 度 Z カット KDP および DKDP 光変調器は 4 面の結晶端面と，2 面の半波長端面を有しており，実測した光損失は約 30 % であった。そのほとんどは，反射損失によると考えられるが，このためには，反射防止膜を用いたり，各素子間における屈折率の差を少なくする措置が必要である。

(5) 映像信号伝送特性

テレビ用テストパターンを信号とし，光変調系および光受信系全般の伝送特性を求めた。

2.14 図(a)に，伝送前のテストパターンの写真と，その垂直および水平信号波形を，2.14 図(b)に伝送後のものを示す。ただし，この結果は，45 度 Z カット KDP 光変調器を用いた場合で，光の変調度は約 16 % である。復調信号の S/N および水平解像度は，

$$S/N = 39 \text{ dB} \quad (S : P-P \text{ 値}, \quad N : \text{rms 値})$$

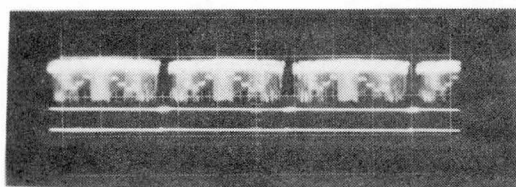
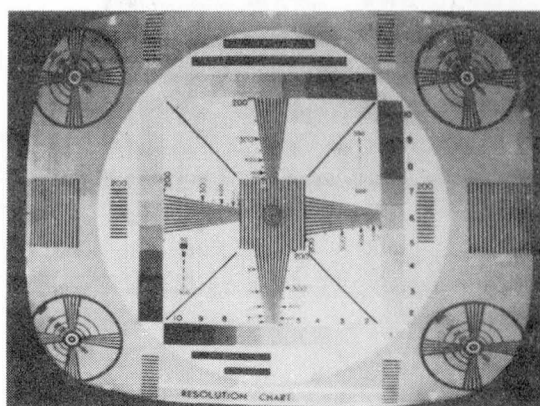
$$\text{水平解像度} = 350$$

なお，このほかに，映像信号で直接に光を AM する実験を行ない，ピエゾ共振の影響を調べた。その結果を，2.15 図に示すが，ピエゾ共振の影響は明らかである。しかし，予想された程ひどい現象ではなく，信号 1 V P-P に対し，0.05 V 程度の永続するリンギング現象が現われた。その周波数は，2.10 図に示した共振周波数の 450 kHz と一致している。

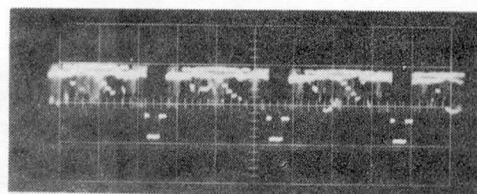
(6) 雑音

(1) 放電電流雑音

He-Ne レーザー管の放電電流雑音については，すでにいくつかの研究がなされ⁽²⁻¹⁹⁾
(2-20)，その除去方法についても報告されている。これらによれば，放電電流雑音は，一般

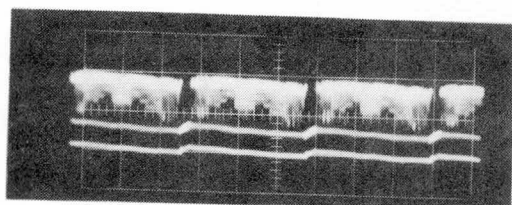
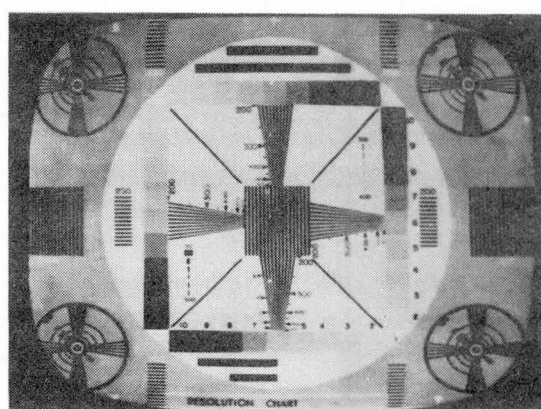


垂直波形

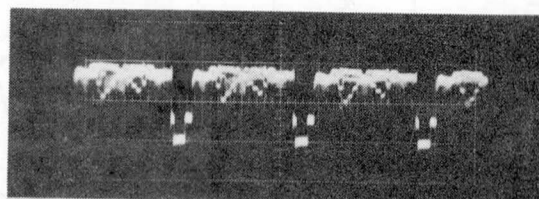


水平波形

(a) 伝送前の特性



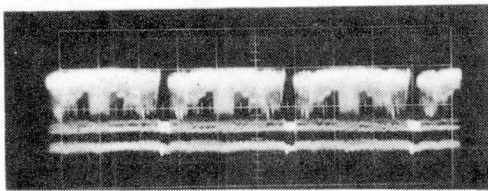
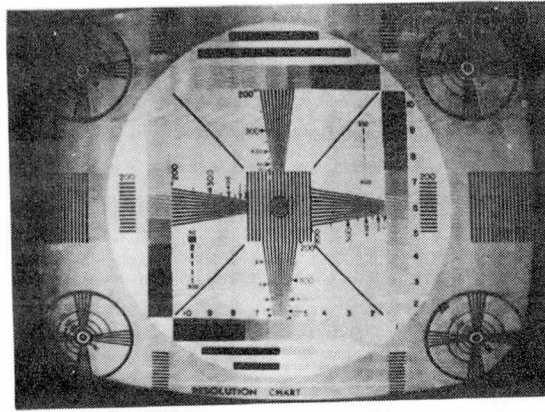
垂直波形



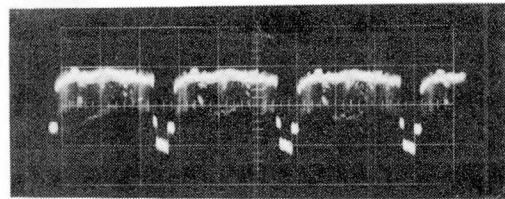
水平波形

(b) 伝送後の特性

2.14図 45度ZカットKDP光変調器によるテレビ信号の伝送

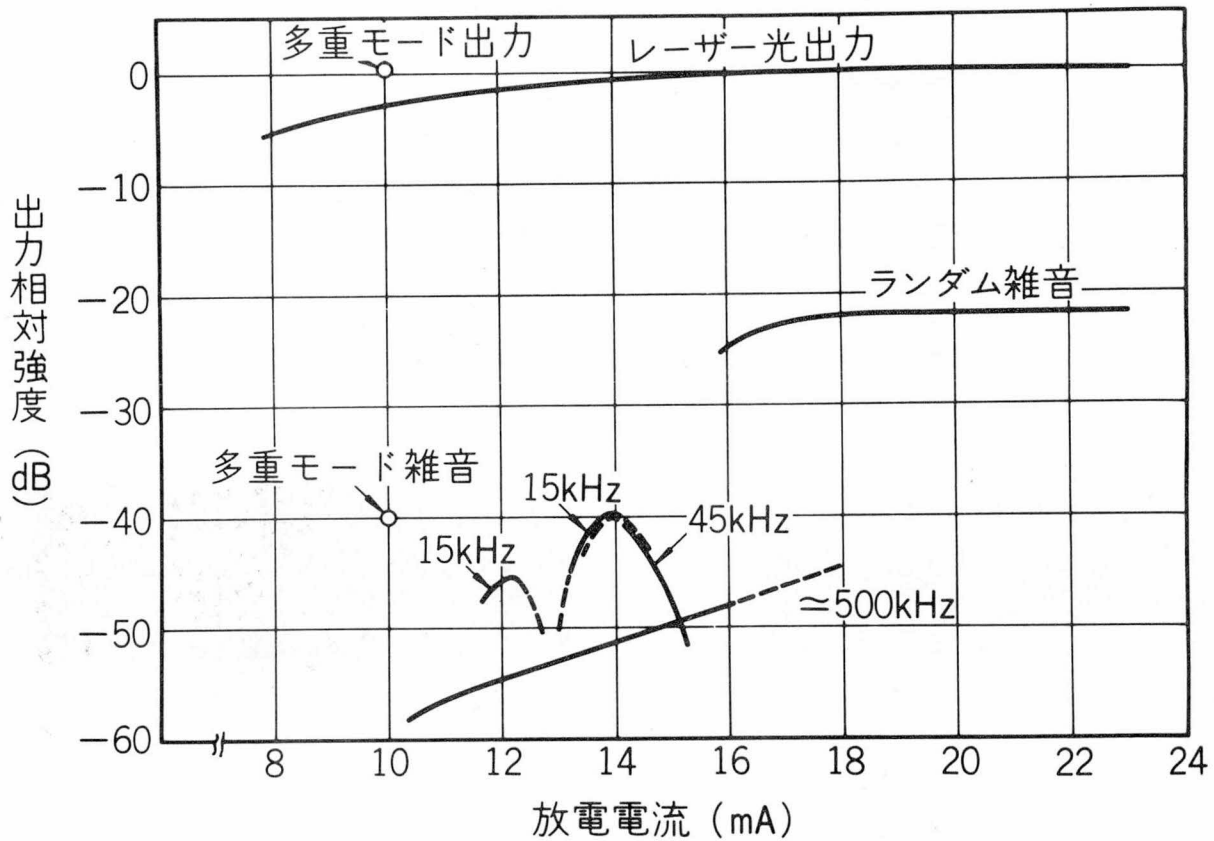


垂直波形



水平波形

2.15図 テレビ信号伝送におけるピエゾ共振の影響



2.16図 放電電流雑音の特性

に、数十kHz から数百kHz にあり、管の形状、ガス圧および放電電流の値などによることが明らかにされている。

2.16 図に、実験に用いたHe-Neレーザー管の光出力と光雑音の特性を示す。放電電流の最小の領域では、雑音はほとんどなく、また、レーザー光出力も少し弱い。しかし、放電電流を増加していくにしたがって、周期性の雑音が先じ、その大きさおよび周波数は電流とともに変化する。さらに、電流を増加させると、非常に振幅の大きなランダム雑音が発生する。

これらの雑音はAM性であり、FM-AM方式を用いた場合には、受信機の振幅制限器によって除去することができるが、直接に光をAMするときには、この雑音の発生しない領域で使用するか、これを別に除去する必要がある。

(II) モード間干渉雑音

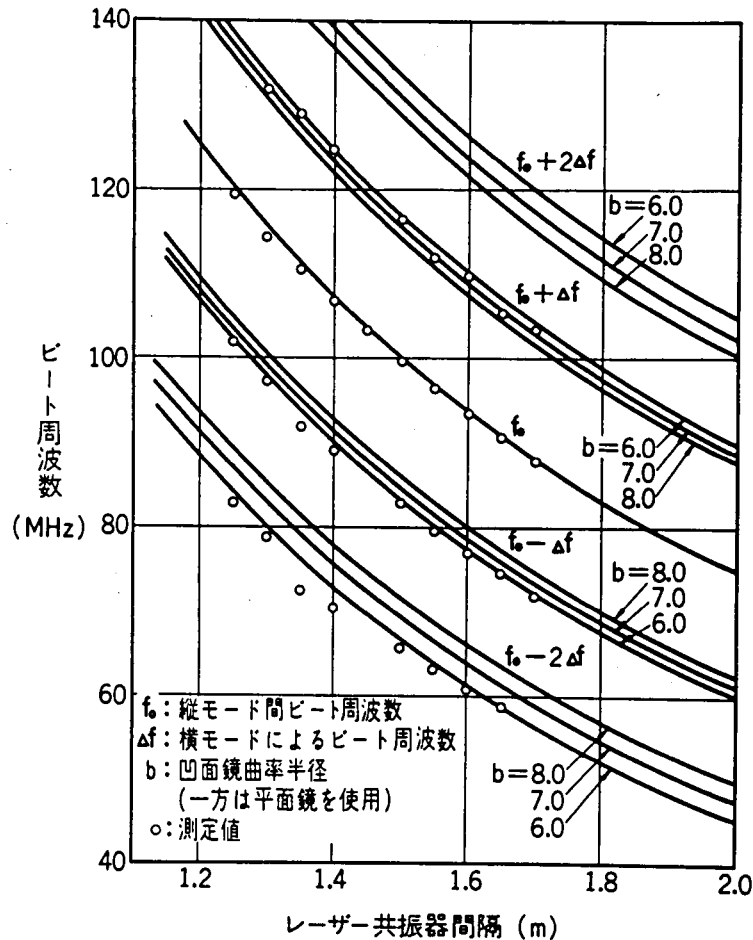
レーザー光は、一般に横モードと縦モードを持っているが、縦モードのビート周波数は、 $f_0 = c/2L$ (L は共振器間隔、 c は光速) で与えられる。また、横モードが単一でないときには、各横モード間のビート周波数も生じる。横モードが、TEM_m_n のとき、各モードの共振条件は (2-21) ,

$$\frac{F}{f_0} = q_0 + \frac{1}{\pi} (2m+n+1) \cdot \cos^{-1} \{ (1-L/b_1)^{1/2} (1-L/b_2)^{1/2} \} \quad (2.50)$$

で与えられる。ただし、 F は発振光周波数、 q_0 は縦方向の光定在波の節の数、 b_1 および b_2 は反射鏡の曲率半径である。

m 、 n および q_0 の異なる各光周波数は、互いに和および差周波数を生じ、変調出力に妨害周波数として雑音を与える。さらに、各モードは、振幅および周波数にゆらぎを持っているので、このゆらぎが複雑な雑音源となる。横モードを単一化した場合には、ビート周波数は、縦モード間のものだけで、これを避けるには、共振器間隔を変化させればよい。しかし、単一横モードでないときには、非常に多数のビート雑音が生じ、しかも、横モードのゆらぎは大きく、かつ不安定なので、大きな雑音源となる。

横モードをTEM₀₁モードにし、かつ、共振器間隔を変化させたときの各ビート周波数を電界強度測定器を用いて測定した。測定結果と計算結果を2.17 図に示す。



2.17図 モード間干渉雑音

2.5 LiTaO₃ 結晶を用いた光変調器

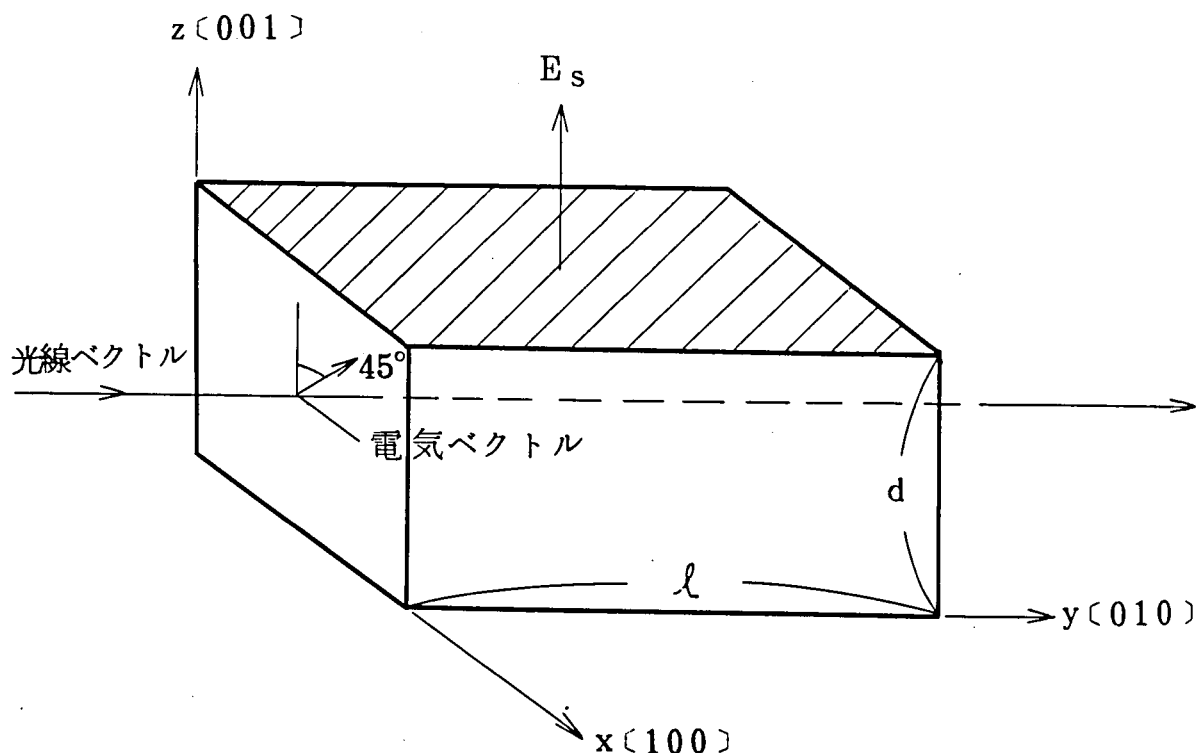
LiTaO₃ 結晶は(2-22), 最近開発された結晶で, '低電圧光変調用結晶として最もすぐれたもの'と考えられている。この結晶は, 点群3mに属し, 一軸性の結晶である。その有効電気学係数はKDPの約2倍弱の程度であるが, 屈折率がKDPの約1.5倍である。半波長電圧は, 電気光学係数と, 屈折率の3乗に比例するので, 同じ寸法の45度ZカットKDP結晶に比べて約1/6の値になり, 低電圧変調が期待できる。

ここでは, LiTaO₃ 結晶を用いた光変調器を実際に構成したので, その特性について述べ, 45度ZカットKDPおよびDKDPを用いた光変調器と比較検討する。

2.5.1 構 成

変調実験の構成は, 2.1.1図とまったく同じなので, ここでは, 光変調部についてだけ述べる。

光変調器に用いた結晶の外形図を2.1.8図に示す。 z 方向に変調電界 E_z を加えたとき, 結晶の屈折率楕円体は(2-15),



2.18 図 LiTaO₃ 結晶外形図

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} E_s\right)(x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_s\right)z^2 = 1 \quad \dots\dots (2.51)$$

で与えられ、その主軸方向の変化はない。ただし、屈折率は、(2.51)式から、

$$\begin{cases} n_x = n_y = n_o - n_o^3 r_{13} E_s / 2 \\ n_z = n_e - n_e^3 r_{33} E_s / 2 \end{cases} \quad \dots\dots (2.52)$$

となる。

長さ l の結晶を2本用い、これらの間に半波長板を挿入した温度補償形の光変調器で、レーザー光を y 方向に伝搬させ、かつその偏光方向を x および z 軸と45度の方向に選ぶと、結晶内で生じる光学的位相差 Γ は、

$$\Gamma = \frac{\pi}{\lambda} (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) l E_s \quad \dots\dots (2.53)$$

で与えられる。

実際に構成した光変調器の寸法および容量を2.2表に示す。半波長板は水晶製のものを用了。2.2表に示したように、結晶断面はかなり小さいので、光ビームは、 $f = 25\text{ cm}$ のレンズを用い、集光して結晶に入射させた。

2.2 表 LiTaO₃ 光変調器の寸法

長 さ $2l$	12 mm × 2
電極間隔 d	1.1 mm
幅	1.0 mm
$2l/d$	21.8
容 量	8.3 pF
端面平行度	30 秒以内
端面面精度	1/10 波長以下

2.5.2 特 性

45 度 Z カット KDP および DKDP 光変調器の場合とまったく同様な方法で、半波長電圧、電気光学係数、光弁別比、屈折率の温度変化率および光損失について測定を行なった。その結果を次に示す。

(1) 半波長電圧および有効電気光学係数

直流電圧による測定

$$\begin{cases} V_{\pi} = 150 \text{ V} \\ |n_e^3 \cdot r_{33} - n_o^3 \cdot r_{13}| = 1.93 \times 10^{-10} \text{ m/V} \\ |1.005 r_{13} - r_{33}| = 1.72 \times 10^{-12} \text{ m/V} \end{cases}$$

200 Hz のこぎり波による測定

$$\begin{cases} V_{\pi} = 135 \text{ V} \\ |n_e^3 \cdot r_{33} - n_o^3 \cdot r_{13}| = 2.15 \times 10^{-10} \text{ m/V} \\ |1.005 r_{13} - r_{33}| = 1.91 \times 10^{-12} \text{ m/V} \end{cases}$$

(2) 光弁別比 (最小光漏洩量)

$$\begin{cases} \text{バビネ板による方法} & \dots\dots\dots 4.5\% \\ \text{直流電圧による方法} & \dots\dots\dots 3.0\% \\ \text{のこぎり波による方法} & \dots\dots\dots \sim 0\% \end{cases}$$

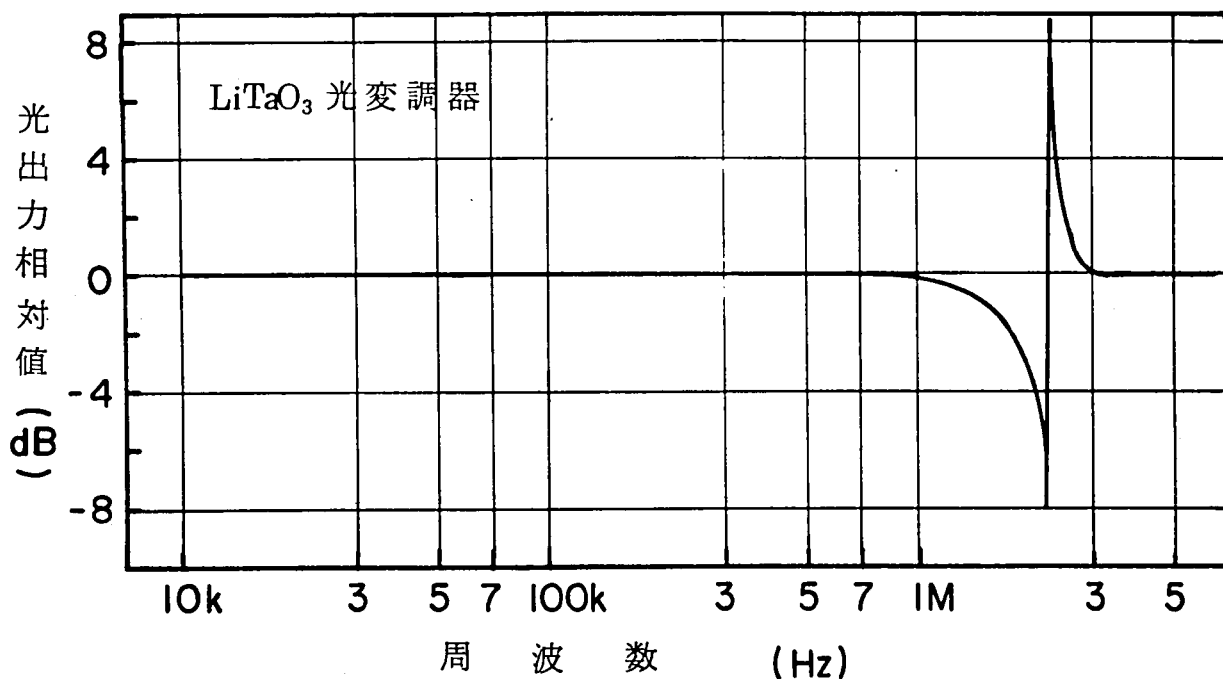
(3) 温度特性

$$|d(n_o - n_e)/dT| = 4.7 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$$

(4) 光 損 失

40 %

さらに光変調器のピエゾ共振を調べるため、映像周波特性を測定した。その結果を 2.19 図に示すが、ピエゾ共振の存在が確認された。



2.19 図 LiTaO_3 光変調器のピエゾ共振特性

また、2.11 図に示した実験構成を用いて、テレビ信号の伝送実験を行なったが、その結果、 $S/N = \text{約 } 50 \text{ dB}$ 、解像度 $= \text{約 } 400$ を得た。

以上、 LiTaO_3 結晶を用いた光変調器の構成および特性について述べたが、 45°Z カット KDP 形光変調器と比較すると、次のような優劣をあげることができる。

KDP および DKDP 結晶に比べて、 LiTaO_3 結晶の電気光学係数および屈折率の値が大きいので、低電圧変調の点ですぐれている。したがって、同じ変調能率を得るのに、 LiTaO_3 ではより短い結晶長ですむので、結晶の容量が小さくなり、変調増幅器の設計の点でも有利になる。

一方、欠点の1つは、屈折率の温度変化率が比較的大きいことであるが、この点は、温度補償形にすることにより、ほとんど解決できる。

LiTaO_3 結晶を用いるときの最大の問題点は、結晶の均質性である。均質性に関する問題の1つは、レーザー光により生じる結晶内の光損傷であり、他の1つは、結晶育成時に生じる不均質である。両者は、ともに、光変調器の光弁別比を劣化させ、光損失を増加させる。最近の研究によって、光損傷のない、かつ均質性にすぐれた結晶ができるようになってはいるが、 KDP 形結晶の域にまでは達していないので、内部変調器や光シャッターなどには、まだ KDP 形結晶が用いられている。

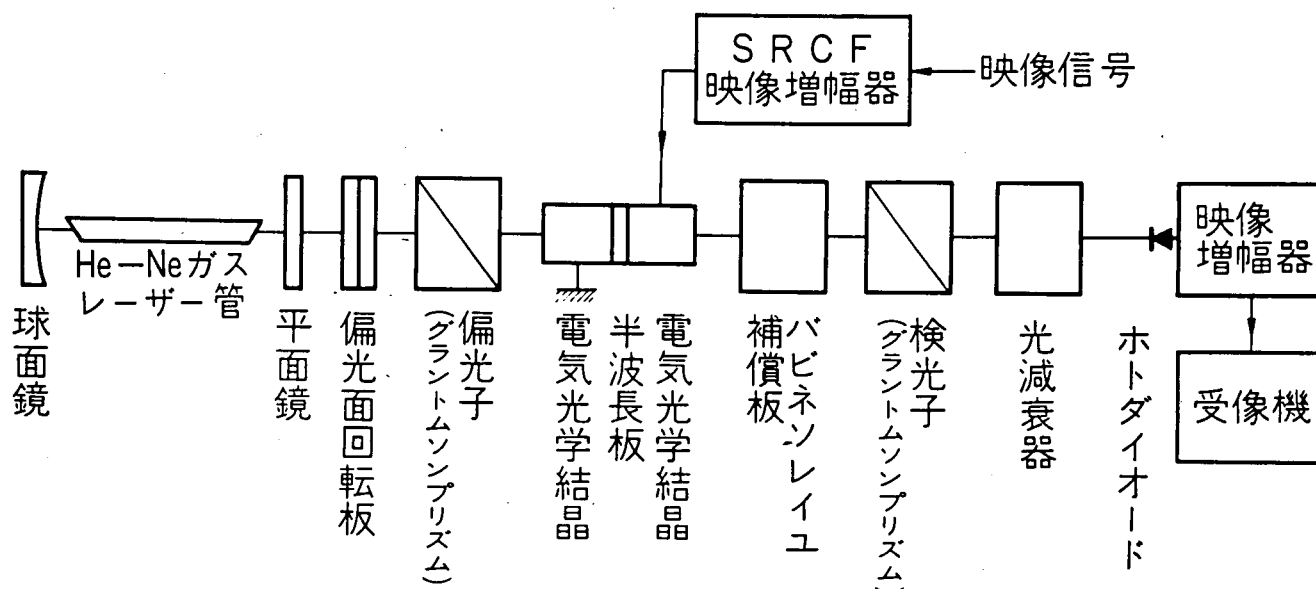
2.6 45度Xカットおよび45度YカットADP結晶を用いた光変調器^{(2-3), (2-6), (2-8)}

45度Xカットおよび45度YカットADP結晶を用いた光変調器の特色は、ピエゾ効果を見捨てることである。一方、その誘電率は大きく($\epsilon_x \simeq 56$)、大きな容量を示すので、これらの点から、45度Xカットおよび45度YカットADP結晶は、映像周波帯以下の周波数領域での光変調に適している。また、ADP結晶の電気学係数 r_{41} は、KDPの r_{63} の約2倍、およびDKDPの r_{63} に匹敵する大きさなので、低電圧変調が可能である。

ここでは、映像信号で光を直接AMすることを目的として、45度Xカットおよび45度YカットADP結晶を用いて光変調器を構成したので、その特性を述べ、検討を行なう。

2.6.1 構 成

光変調器と、その受信系の系統図を、2.20図に示す。He-Neレーザーは、2.11図のものと同一のものであり、光変調部は、2.6図に示した2つの方法により構成されている。使用した電気光学結晶の寸法、端面精度、容量などを2.3表に示す。



2.20 図 45 度 X カット ADP 光変調器実験系統図

2.3表 45度Xカットおよび45度YカットADP光変調器の寸法

結 晶	(45度Xカット)+(45度Yカット)	(45度Xカット)+(45度Xカット)
長さ $2l$	39.7mm×2	44.5mm×2
電極間隔 d	2.6mm	2.5mm
幅	4.0mm	4.0mm
$2l/d$	30.5	35.6
容 量	60.5 pF	77.5 pF
端面平行度	1分以内	1分以内
端面面精度	半波長以下	半波長以下

変調駆動部には、結晶の容量がかなり大きいことと、広帯域で数十V以上の電圧が必要であることを考慮して、並列制御カソードホロワー映像増幅器を用いた。その終段は、5本の2B46によって構成され、出力は最大160V_{P-P}、周波数特性は、250 pF負荷で10MHzまで平坦であった。

光受信部は、ホトダイオード（EGG社製SGD100）とIC映像増幅器から成っている。

2.6.2 特 性

(1) 半波長電圧および電気光学係数

2つの形の光変調器について、45度ZカットKDP形光変調器について行なったのと同じ方法で測定した。

45度Xカット—45度XカットADP光変調器

直流電圧による測定

$$\begin{cases} V_{\pi}=225\text{V} \\ r_{41}=23.4\times 10^{-12}\text{m/V} \end{cases}$$

200Hzのこぎり波による測定

$$\begin{cases} V_{\pi}=210\text{V} \\ r_{41}=25.2\times 10^{-12}\text{m/V} \end{cases}$$

45度Xカット—45度YカットADP光変調器

直流電圧による測定

$$\begin{cases} V_{\pi}=280\text{V} \\ r_{41}=22.0\times 10^{-12}\text{m/V} \end{cases}$$

200 Hz のこぎり波による測定

$$\begin{cases} V_{\pi} = 260 \text{ V} \\ r_{11} = 23.6 \times 10^{-12} \text{ m/V} \end{cases}$$

(2) 光弁別比 (最小光漏洩量)

45度Xカットー45度XカットADP光変調器

$$\begin{cases} \text{バビネ板による方法} & \dots\dots\dots 3.9\% \\ \text{直流電圧による方法} & \dots\dots\dots 4.8\% \\ \text{のこぎり波による方法} & \dots\dots\dots 4.1\% \end{cases}$$

45度Xカットー45度YカットADP光変調器

$$\begin{cases} \text{バビネ板による方法} & \dots\dots\dots 3.7\% \\ \text{直流電圧による方法} & \dots\dots\dots 6.6\% \\ \text{のこぎり波による方法} & \dots\dots\dots 5.2\% \end{cases}$$

なお、測定は、半径1 mmのレーザー光を、 $f = 25 \text{ cm}$ のレンズで集束して行なった。

(3) 温度特性

30℃～60℃の範囲での、屈折率差の温度変化は、

$$\left| \partial (n_o - n_{oe}) / \partial T \right| = 2.52 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$$

である。温度補償形の光変調器では、緩慢な温度変化に関しては、これを無視することができる。

(4) 周波数特性 (ピエゾ共振特性)

1 kHz～5 MHzの範囲では、何らのピエゾ共振も見られなかった。

(5) ひずみ

光を直接強度変調するときには、2.8図のような静特性における非直線性のために、ひずみや直線性の劣化が問題となる。ひずみには、静特性そのものに由来するものと、動作点のずれによって生じるものがある。前者によるひずみは、奇数次高調波から成っており、わい率は、

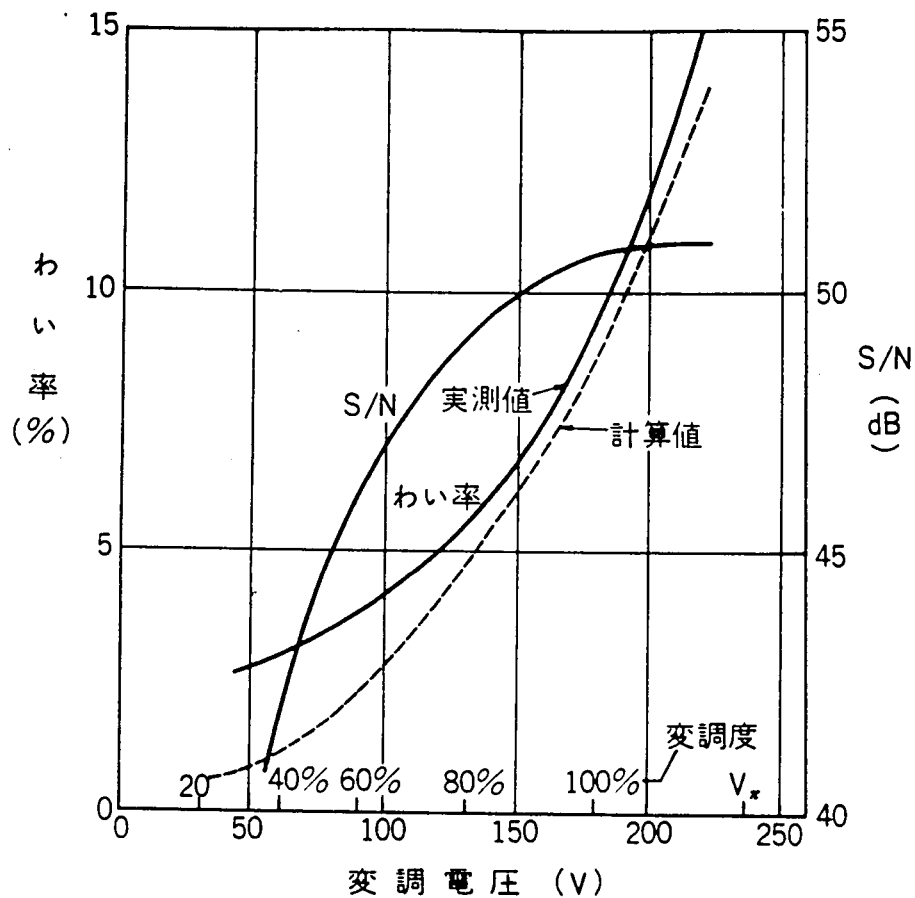
$$J_3 : (\pi V_o / V_{\pi}) / J_1 : (\pi V_o / V_{\pi}) \dots\dots\dots (2.54)$$

で与えられる。ここに、 J_1 および J_3 は、第1次および第3次のベッセル関数であり、 V_o および V_{π} は、(2.47) および (2.46) 式で与えられたものと同じである。2.21図に、変調電圧と、わい率および S/N の関係を示す。ただし、変調周波数は、1 kHzである。

(6) 映像信号伝送特性

100 V_{P-P}の変調電圧 (変調度約60%) により変調したときの復調信号は、

$$S/N = 49 \text{ dB} (S: \text{P-P 値}, N: \text{rms 値})$$



2.2.1 図 45度XカットADP光変調器におけるわい率およびS/N比

水平解像度 = 400

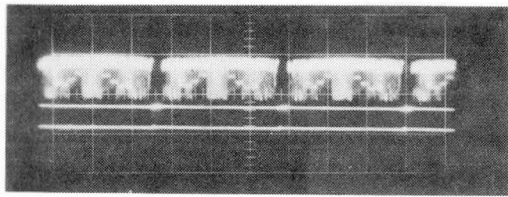
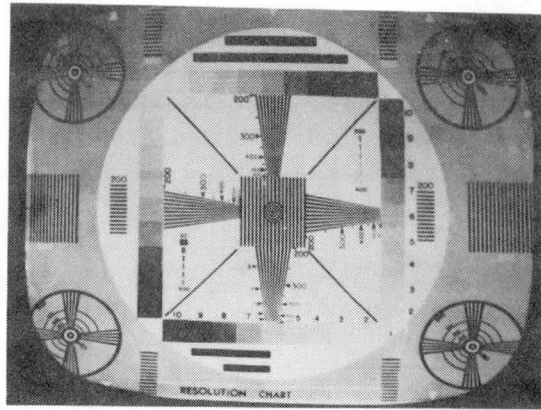
であった。

2.2.2 図(a)および(b)に、それぞれ、伝送前および伝送後のテストパターンと垂直および水平信号波形を示す。

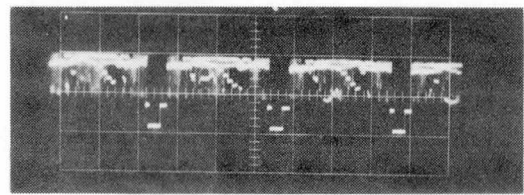
45度Xカットおよび45度YカットADP光変調器は、他の光変調器に比べると、ビエソ効果がないこと、かなり大きな電気光学係数 r_{41} が利用できるという大きな利点がある。しかし、この形の光変調器では、誘電率が大きいことや結晶内で常光線と異常光線が分かれて進行するため、一般に容量が大きくなる。低電圧変調を行なうためには、通常、電極間隔を小さくし、かつ結晶の長さを大きくするが、常光線と異常光線の分離は、 $l \cdot \tan \phi$ に比例するので、結晶の高さをこの値以下にすることはできない。したがって、容量は、長さの2乗に比例して大きくなる。

このほか、2.2.2で述べたように、この形の光変調器では、光ビーム集束による光弁別比の劣化を避けるため、2本の結晶の長さを厳密に等しくする必要がある。

45度Xカット—45度Xカットの組み合わせと、45度Xカット—45度Yカットの組み

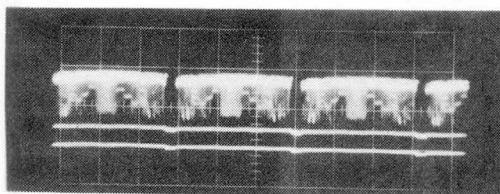
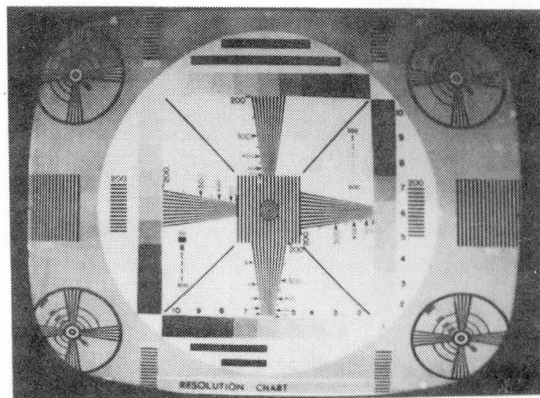


垂 直 波 形

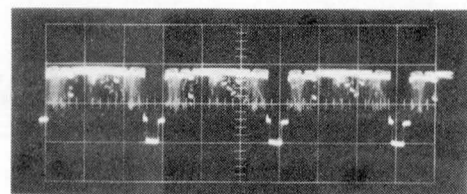


水 平 波 形

(a) 伝 送 前 の 特 性



垂 直 波 形



水 平 波 形

(b) 伝 送 後 の 特 性

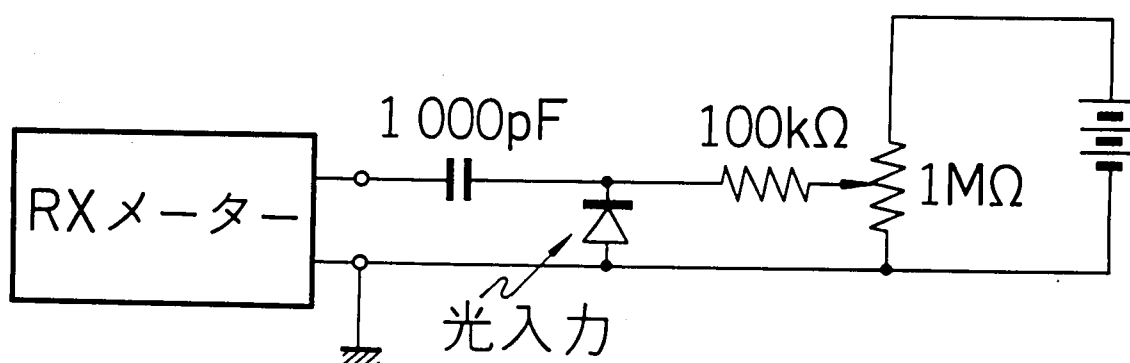
2.22 図 45度XカットADP光変調器によるテレビ信号の伝送

合わせを比較すると、前者では、2本の結晶の電界方向を逆にする必要があるので、電極構造がやや複雑になる。しかし、結晶の一对として、まったく同じ性質のものが得られるという利点がある。逆に後者では、電極構造は簡単であるが、異なる母結晶から切り出されることがあるので、まったく同じ性質のものが得られない恐れがある。

2.7 ホトダイオードのインピーダンス特性 (2-4)

受光素子としてのホトダイオードは、受信機入力のトップにあるので、この部分の整合如何は、受信機の特性に大きな影響を与える。したがって、ホトダイオードのインピーダンス特性を熟知し、これに基づいた回路設計を行なう必要がある。

ここでは、Si表面障壁ホトダイオードの入力特性およびインピーダンス特性の測定結果について述べる。測定には、2.23図のような回路を用いた。



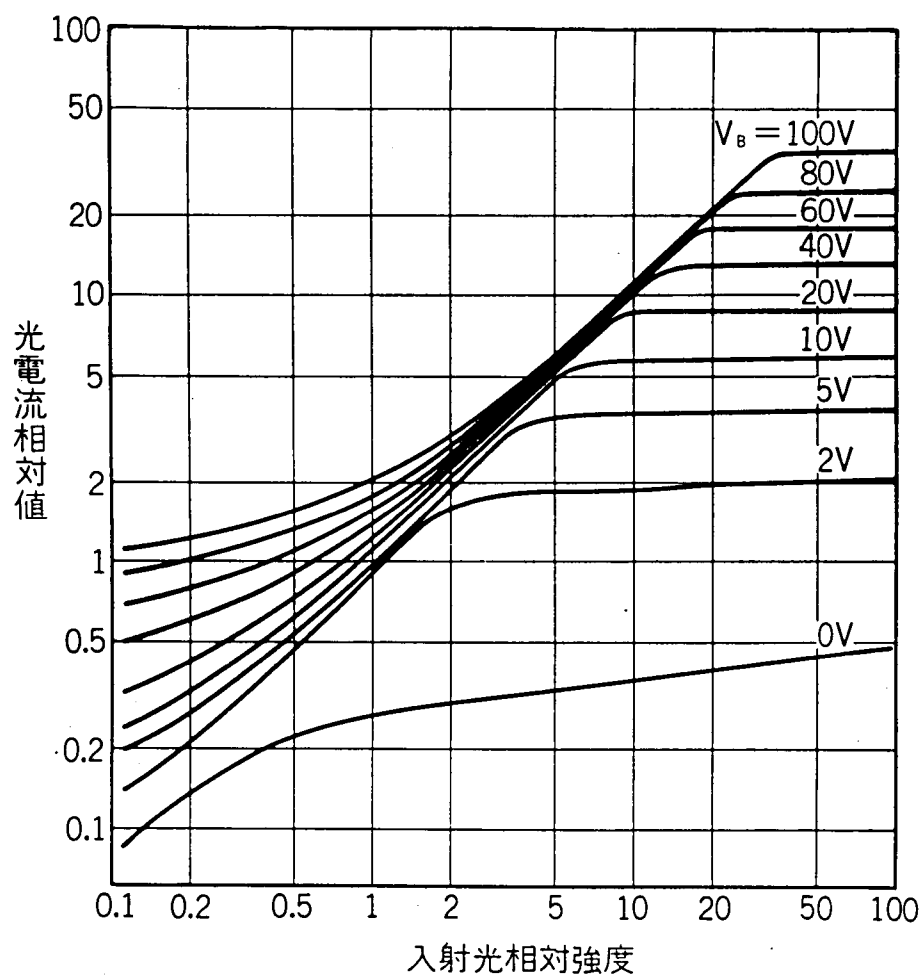
2.23図 ホトダイオードのインピーダンス測定回路

測定したことは、

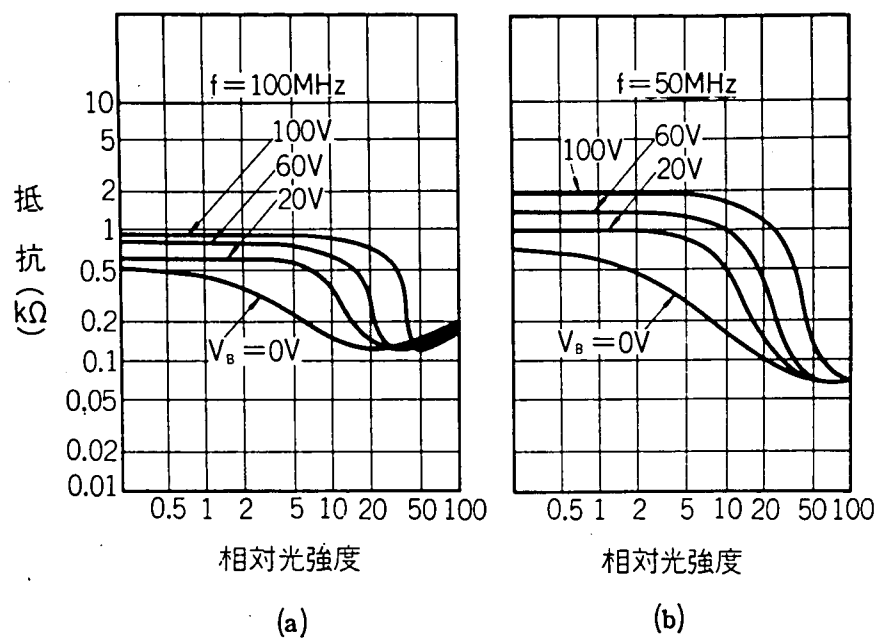
- (I) ホトダイオードの入力光強度対出力電流特性と、その逆バイアス電圧依存性
 - (II) ホトダイオードのインピーダンスの逆バイアス電圧、入力光強度および周波数依存性
- である。これらの結果は、(I)については、2.24図に、(II)については、インピーダンスの抵抗部を2.25図(a)~(f)に、またそのリアクタンス部を2.26図(a)~(g)に示す。

以上の結果から、現象的に次のような興味ある特性が明らかになった。

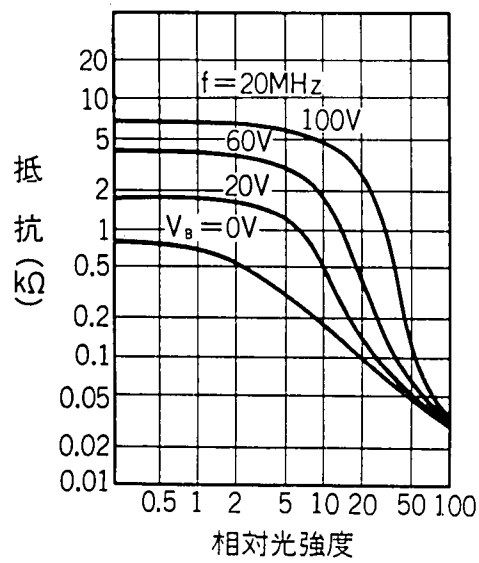
- (1) 入出力特性に関しては、入力光強度 I がある値以上になると出力電流 i は飽和する。しかし、飽和入力光強度 I_s と飽和出力電流 i_s は、逆バイアス電圧 V_B に依存し、 V_B が大きい程、 I_s および i_s も大きく、動作範囲が大きくとれる。



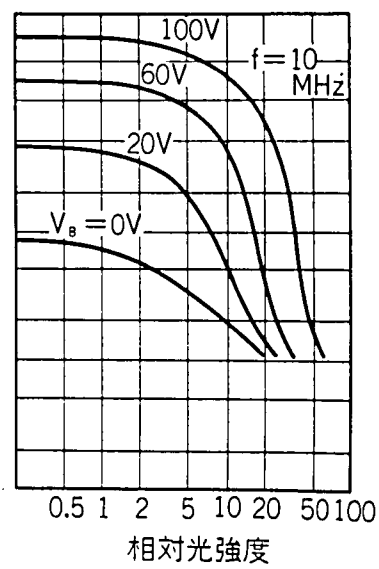
2.24 図 ホトダイオードの入射光強度対出力電流特性



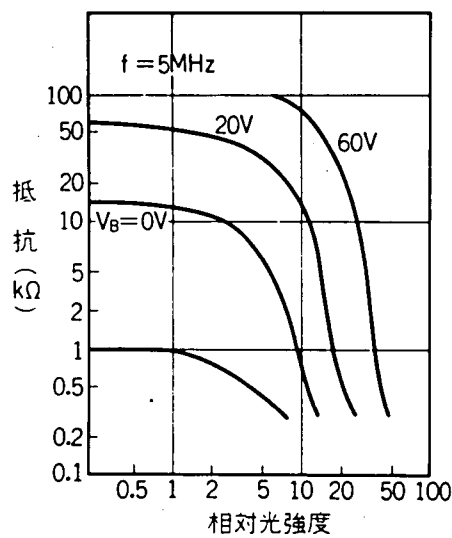
2.25 図 ホトダイオードのインピーダンス特性 (抵抗特性)



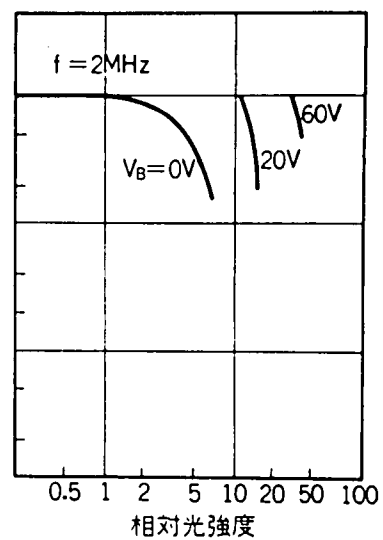
(c)



(d)

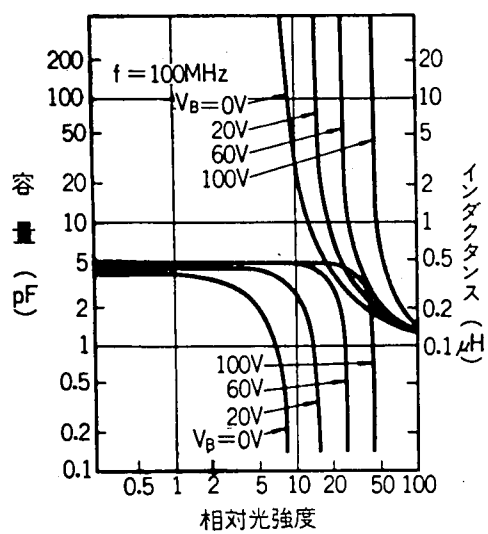


(e)

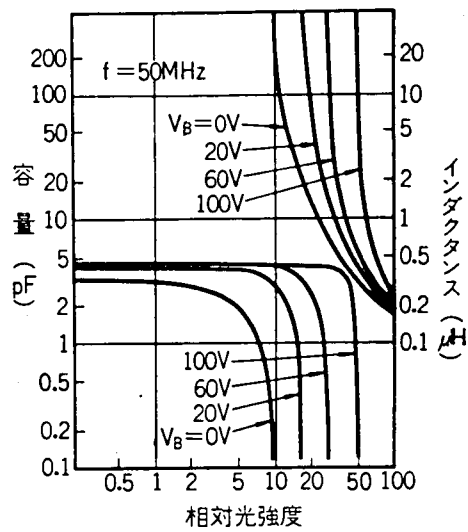


(f)

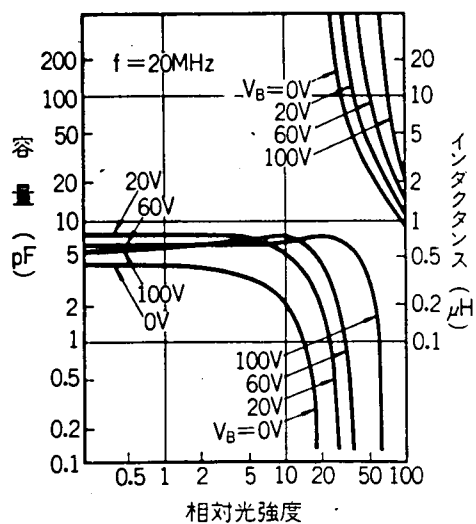
2.2 5 図 オトダイオードのインピーダンス特性 (抵抗特性)



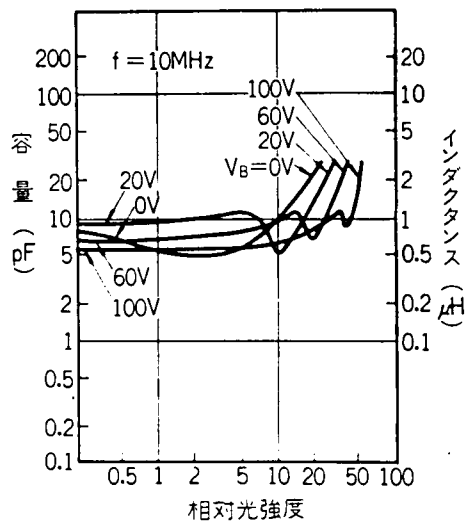
(a)



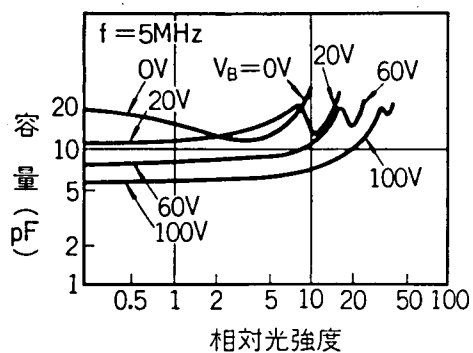
(b)



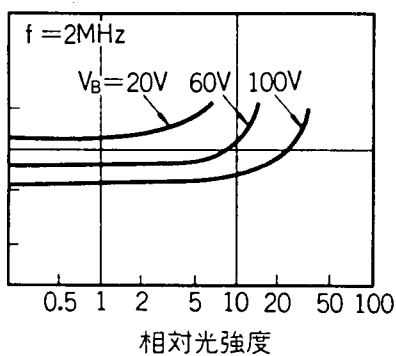
(c)



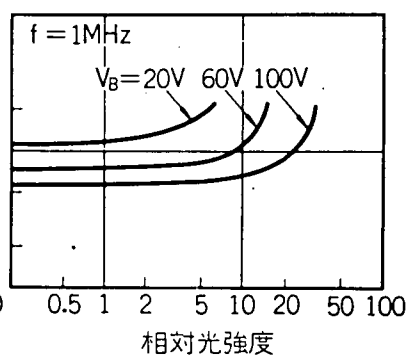
(d)



(e)



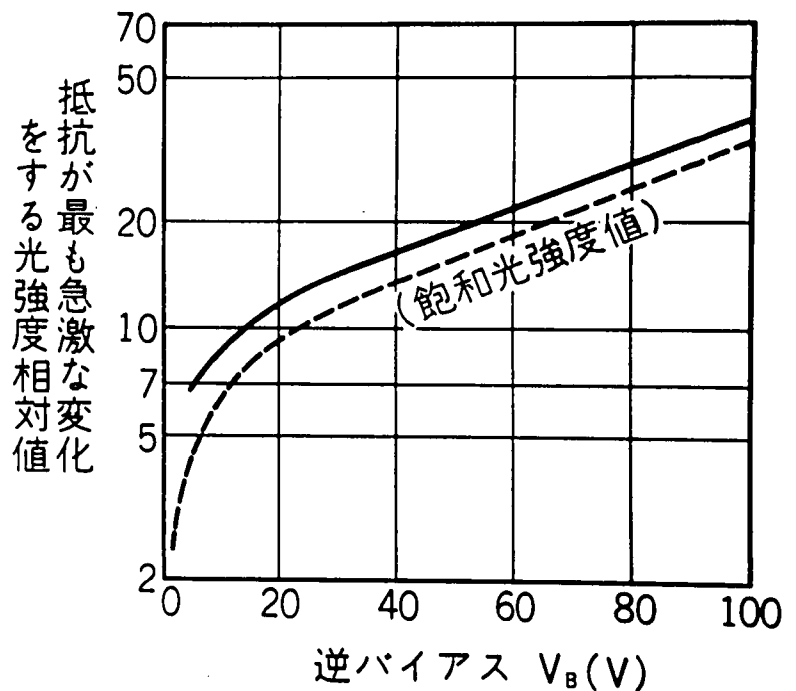
(f)



(g)

2.26 図 ホトダイオードインピーダンス特性(リアクタンス特性)

(2) インピーダンスの抵抗部は、
 $I < I_s$ の範囲では、 I が小さい程、また V_B が大きい程、また周波数 f が低い程高い抵抗値を示す。しかし、 I が I_s に近づくと、抵抗値は急激に減少する。抵抗値が最も急激に減少するときの光強度と逆バイアス V_B の間の関係を 2.27 図に示すが、これは、 I_s と V_B との関係と、きわめてよく似ている。さらに、 $I > I_s$ の範囲では、ほぼ一定の抵抗値となる。この値は、周波数には依存するが、逆バイアス電圧にはほとんど依存しない。



2.27 図 抵抗値が急変する入射光強度と逆バイアスとの関係

(3) リアクタンス部は、 $I \ll I_s$

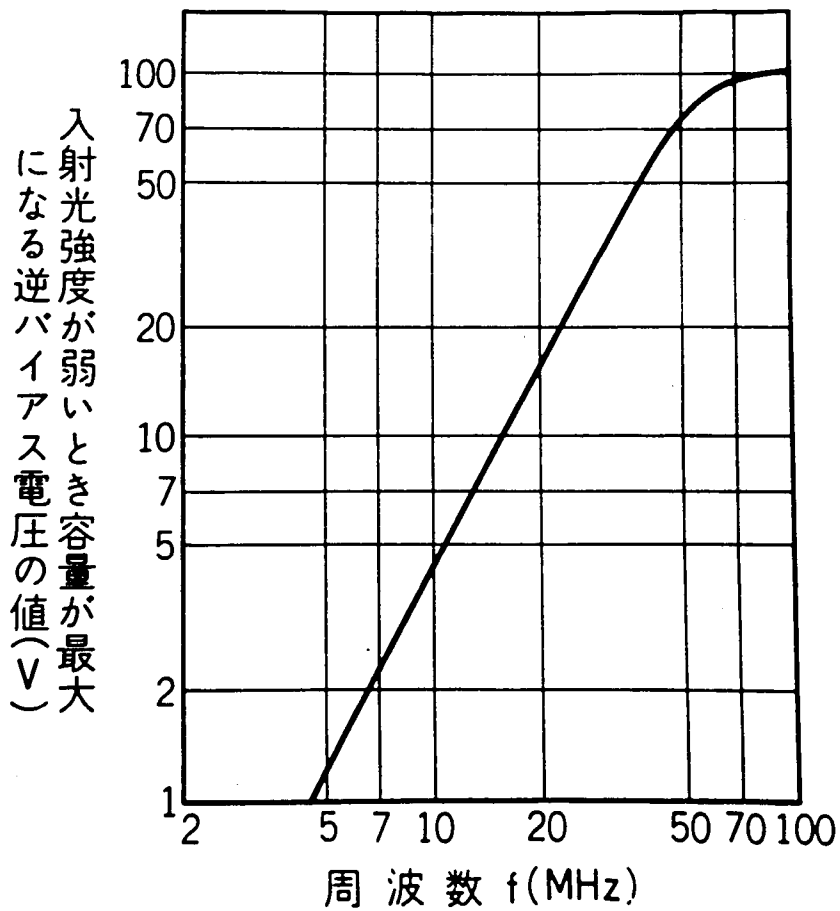
の領域では容量性で、周波数が低いほど大きな容量を示す。しかし、逆バイアス依存性は少し複雑である。すなわち、低周波領域では ($f < f_B \approx 5 \text{ MHz}$)、逆バイアス電圧 V_B が低いほど大きな容量を示すが、 f_B 以上の周波数帯では、最大容量を示す逆バイアス電圧が存在し、周波数とともにこの値は増加する。2.28 図にこれを示す。

I が I_s に近づくと、リアクタンスは急激に変化し、とくに、高周波領域 ($f > f_L \approx 20 \text{ MHz}$) では、容量が急激に減少し、ついには、リアクタンスが誘導性になる。このリアクタンスの急変するときの入力光強度と逆バイアスとの関係は、 I_s の逆バイアス依存性と似た傾向を示す。これを 2.29 図に示す。

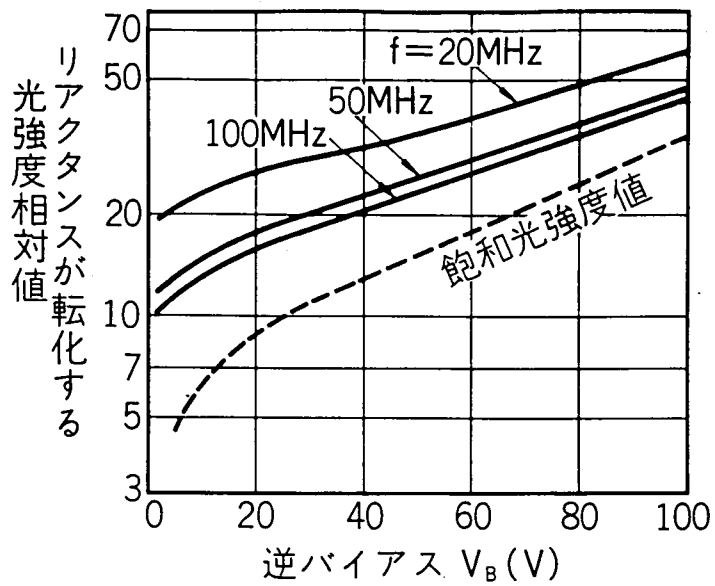
しかし、 $f_B < f < f_L$ なる周波数範囲では、 I が I_s に近づいてもリアクタンスが誘導性にならず、ある最小容量になったのち、ふたたび増加する。容量が最小になる入力光強度の逆バイアス依存性を 2.30 図に示すが、この傾向も I_s の逆バイアス依存性と類似している。

$f < f_B$ では、リアクタンスは、単に容量性でほぼ一定の値を示すが、 I が I_s に近づくと急激に増加するようである。

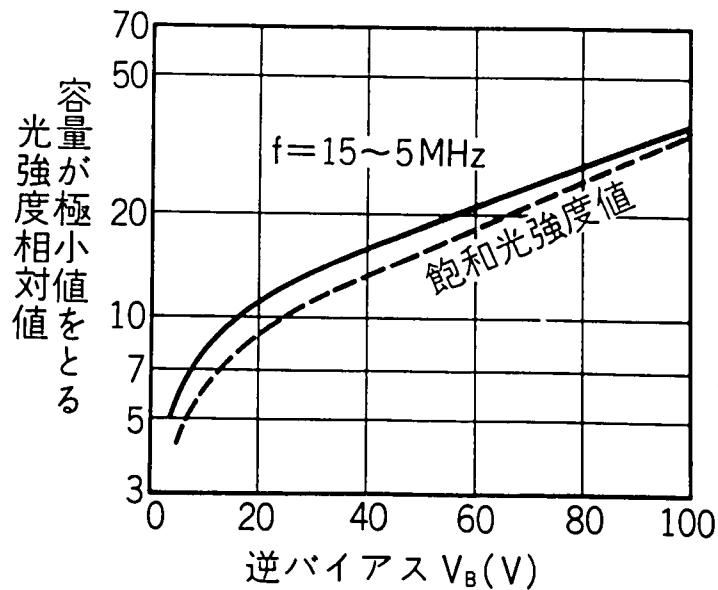
以上、ホットダイオードのインピーダンスについて、現象的な説明を行ない、インピーダンスが、周波数、逆バイアス電圧および入射光強度などに強く依存することを明らかにした。強い入射光を照射したときのホットダイオードのインピーダンスについて考察したものは、今までにほと



2.28図 周波数と容量が最大になる逆バイアスとの関係 ($I \ll I_s$)



2.29図 リアクタンスが容量性から誘導性に転化する
入射光強度と逆バイアスとの関係 ($f > f_L$)



2.3.0 図 容量が最小を示す入射光強度と逆バイアスとの関係 ($f_B < f < f_L$)

んど見当らないが、定性的には、次のように考えられる。

ホトダイオードでは、光照射による電子正孔対の発生は、主として空乏層領域で起り、このキャリアによるドリフト電流が光電流として利用される (2-23)~(2-25)。しかし、入射光強度がかなり強いときには、キャリア発生割合が大きく、その結果、空乏層内のキャリア密度が非常に濃密になり、空乏層内の電界を乱したり、あるいは空乏層内の伝導度変調を生じさせる。

また、pn 接合ダイオードなどで、順方向動作させるとき、キャリアは、接合部だけでなく、ベースにまではいりこみ、バルク自体の伝導度変調 (2-26)~(2-29) (ベース伝導度変調) を生じさせるが、ホトダイオードについても、強い入射光の場合には、このようなことが起ると考えられる。すなわち、空乏層内でのキャリア発生以外に、ベース領域でのキャリア発生 (通常は、これは拡散電流として光電流に寄与する) が盛んになり、ついには、空乏層の伝導度変調に加えて、ベースの伝導度変調を生じさせる。この変調には、ある時間を要し、光電流応答は、印加電圧より遅れ、現象的には、リアクタンスは誘導性になる。このベース伝導度変調が誘導性のリアクタンスをもたらすことは、すでに理論的に証明されている (2-29)。

逆バイアス電圧の依存性については、逆バイアス電圧を大きくすると、空乏層が広がるので、空乏層領域でのキャリア発生割合が、ベース領域での発生割合に比べて十分大きく、キャリア密度の飽和が生じにくいことによると考えられる。

2.8 結 言

- (1) 自然複屈折性の結晶を用いた2つの形の光変調器において、結晶端面の平行度および光ビームの集束が、光弁別比に与える影響を解析した。その結果、結晶内で常光線と異常光線が同一進路をもつ光変調器では、光ビーム径が比較的大きい場合、平行度が悪いほど、またビーム径が大きいほど光弁別比が劣化し、逆に、光ビームを極度に集束するときにも光弁別比が劣化することがわかった。しかし、後者における光弁別比の劣化は、温度補償形の構成にすれば、かなり改善される。解析結果を45度ZカットKDP光変調器に適用し、これらの現象を図示した。
- (2) 結晶内で常光線と異常光線が分離する形の光変調器では、分離した両光線の合成の程度が悪いと、光弁別比が悪くなり、とくに光ビームを極度に集束したとき、劣化の程度が大きくなることを明らかにした。典型的な例として、45度XカットADP光変調器に、解析結果を適用し、その傾向を図上に明示した。
- (3) 結晶端面の面精度が光弁別比に与える影響について考察し、端面の凹凸がガウス分布である場合の関係式を導びき、面精度が悪いと、光弁別比が劣化することを示した。
- (4) 結晶に光損失があるとき、被変調出力と結晶の縦続段数との関係を導びき、光損失をパラメーターとして、最大被変調出力を得るためには、最適な結晶個数が存在することを示した。
- (5) 45度ZカットKDPおよびDKDP結晶を用いた光変調器を構成し、その特性を示すとともに、光変調器の設計に関していくつかの問題点を検討した。すなわち、ピエゾ共振、温度特性、レーザー光における雑音などについて測定し、これらが光変調に与える影響を考察した。
- (6) LiTaO₃結晶を用いた低電圧光変調器を構成し、その特性を示すとともに、45度ZカットKDPおよびDKDP光変調器と比較、検討を行なった。
- (7) 45度Xカットおよび45度YカットADP結晶を用いた光変調器を構成し、その特性を示すとともに、この形の光変調器の設計に関して問題点を検討した。すなわち、この形では、ピエゾ効果はないが、一般に容量が大きくなること、かなり大きな電気光学係数を利用しうること、静特性の非直線性から生じるひずみなどが問題になることを指摘した。
- (8) 光受信機でよく用いられるホットダイオードのインピーダンスおよび入出力特性を測定し、これらが、入射光強度、周波数および逆バイアス電圧に依存することを示した。また、これらの現象について定性的な考察を行なった。

第3章 電気光学的光走査器

3.1 序 言

レーザー光の応用において、光ビームを走査あるいは偏向することができると、その応用分野は非常に広がる。たとえば、レーザーディスプレイや、光を利用して情報を蓄積したり読みだしたりすることに直接利用でき、また、光を用いる各種の測定手段やシミュレーション実験などにも応用される。このような理由から、光ビームを走査することは、各方面で強く要望されており、これに応じて、いままでにもいくつかの手段が考案されている。しかし、これらの方法は、それぞれ一長一短を持ち、また実用性の面でも十分とはいえない。このため、現在もなお、各地で、光ビームの走査についての研究が盛んに行なわれている。

今回、筆者は、結晶の電気光学効果を用いて光ビームを走査する新しい方法を開発し、その実験を行なった(3-1)、(3-2)。電気光学効果を用いる従来の方法としては、プリズムの屈折角を変化させる方法や(3-3)~(3-6)、デジタル光偏向器(3-7)、(3-8)などがあるが、ここに述べる方法は、これらの方法と異なり、結晶の電気光学的性質と自然複屈折性を利用して光の位相を制御することにより光ビームを走査するものである。これと同じ原理に基づくものに、走査レーザー(scanlaser)(3-9)があるが、これは、ここに述べる方法で解像度を最大にする究極的なものと考えることができる。すなわち、解像度を上げるため光ビームを細くすることが必要となるが、デルタ関数状の光ビーム幅を得るためには、走査レーザーのような方法によらざるを得ないからである。ただし、走査レーザーは、レーザー発振器内に走査素子を挿入するので、現在ではYAGレーザーで基礎的な実験が行なわれたにすぎず(3-10)、実用的になるには高利得で均質性にすぐれたレーザー媒質が開発される必要がある。筆者が開発した方法も決して実用性にすぐれているわけではないが、レーザー自体には何の制約もなく、いくつかの走査素子を縦続させることによって任意の解像度または任意の強度分布の光ビームを走査できるという利点を持っている(3-1)、(3-2)、(3-11)~(3-13)。ただし、この方法では、解像度 A と出力光ビームのエネルギー I の間に、 $I = I_0 / A$ (I_0 は入射光ビームエネルギー)の関係があるので、解像度を上げると出力として利用されるエネルギーが小さくなるという欠点がある。そのほか、多段の走査素子を用いるために、各段での反射、散乱および吸収損失も問題となる。

今回、光源としてHe-Neレーザー(波長6328Å)を用い、走査素子として45度ZカットのKDPおよびDKDP結晶を使って実験を行なった。各結晶について、3段のユニットを縦続接続した光走査器を構成し、解像度6を得た。その走査特性は次のとおりである。

45度ZカットKDPを用いた光走査器(3-1), (3-13)

印加電圧±4kVで10mmの平行走査

45度ZカットDKDPを用いた光走査器(3-2), (3-11), (3-13)

印加電圧±850Vで10mmの平行走査

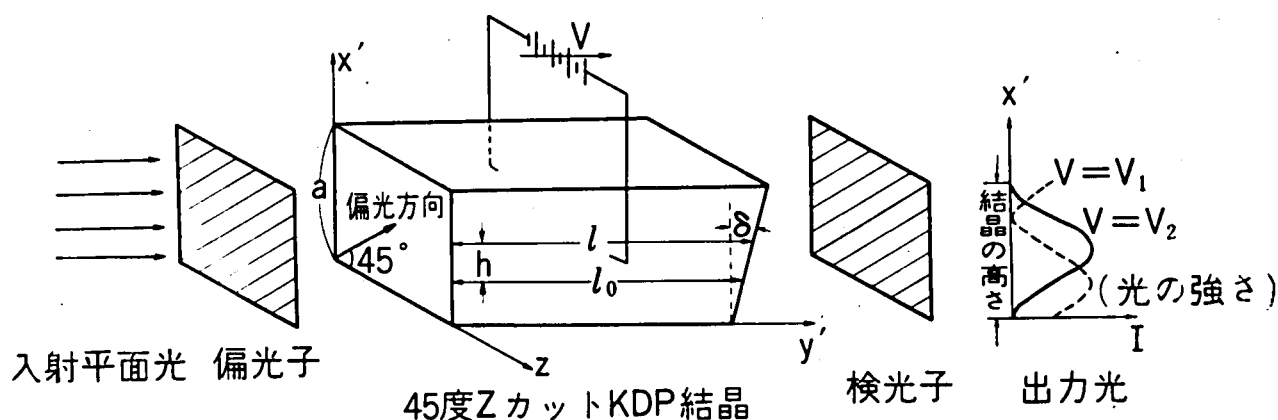
以下に、この方法の原理、解像度および実験結果について述べるとともに、この方法を一般化し、任意の空間的強度分布を持つ走査ビームを得ることのできる2通りの設計方法を示す(3-12)(3-13)。第1の方法は、偏光子、電気光学結晶、光学移相板および検光子から成るユニットを多段構成するもので、決定すべき量は、各段における各素子の相対的方向および光学移相量である。第2の方法では、各ユニットは、電気光学結晶と半波長板だけから成り、多段構成されたこれらのユニットを偏光子と検光子の間に挿入する。このときの決定すべき量は、各素子の相対的方向である。

これらの一般化された方法は、解像度を上げるためにはあまり重要な意味を持たないが、光ビームの強度分布を調べたり、ある特定の空間分布を持つ光ビームを得る場合などに利用することができる。

3.2 電気光学的光走査器の構成(3-1), (3-2), (3-11), (3-13)

3.2.1 原理

原理図を3.1図に示す。この図では、電気光学結晶として、45度ZカットKDP結晶を用いているが、一般的には、電気光学効果と自然複屈折性を持つ結晶が利用される。



3.1図 電気光学的光走査器の原理図

3.1 図は、結晶端面に傾斜があることを除けば、光変調器とまったく同じ構成であり、したがって、電気光学効果を利用して光の位相を変化させるという点では、光変調の原理と同じである。

しかし、3.1 図に示すように、結晶両端面の間に傾斜があると、結晶内での光路長は、この傾斜に応じて各部分で異なる。すなわち、結晶の常屈折率および異常屈折率を n_o および n_e とすると、常光線と異常光線の間の位相差 Γ_n は、

$$\Gamma_n = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) \ell \quad \dots\dots\dots (3.1)$$

で与えられるが (λ = 真空中の光波長, ℓ = 結晶長), 結晶端面に傾斜があると, ℓ が結晶端面の各部分で異なるから, 位相差 Γ_n は, 結晶端面の傾斜に応じて空間的に変化する。したがって, 結晶端面とほぼ同じ大きさのスポットを持ち, かつ空間的に一様な強度分布を持つ直線偏光光を結晶に入射させると, その検光出力は, 結晶端面の傾斜に応じた強度分布を持つ光ビームとなる。

さらに, 結晶に電界を加えると, 電気光学効果による光の位相差 Γ_e が, (3.1) 式の Γ_n に加わり, その結果, 出力光ビームは電界に応じて空間的に走査される。

3.1 図に示すように, 走査素子として 45 度 Z カット KDP 形結晶を用いた場合について考える。ここに, x' , y' および z' (z) 方向は, 2.1 図と同じである。入射光は, 結晶の x' および z 軸と 45 度の方向に偏光しており, かつ, 走査電圧を z 軸方向に印加するとする。このとき, 電気光学効果による位相差 Γ_e は,

$$\Gamma_e = \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} \frac{\ell}{d} V \quad \dots\dots\dots (3.2)$$

で与えられる。ただし, r_{63} は電気光学係数, d は電極間隔, および V は走査用の電圧である。

簡単のため, 3.1 図に示すように結晶端面は x' 軸方向にのみ傾斜 θ を持つものとする, $x' = h$ なる点での結晶長 ℓ は,

$$\ell = \ell_o + h \cdot \tan \theta \quad \dots\dots\dots (3.3)$$

となる。ただし, ℓ_o は任意の基準結晶長で, $h = 0$ なる点での結晶長であり, 光学的位相補償板または DC バイアス電圧によって補償可能なものである。(3.3) 式を (3.1) 式および (3.2) 式に代入すると, 全位相差 Γ_t は次のようになる。

$$\Gamma_t = \Gamma_n + \Gamma_e = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n (\ell_o + h \cdot \tan \theta) + \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} \frac{V}{d} \ell \quad \dots\dots\dots (3.4)$$

ただし, $\Delta n = n_o - n_e$ である。また, (3.4) 式の右辺第 1 項で, ℓ_o は補償されるので, $h \cdot \tan \theta$ の項だけが意味を持つ。したがって, 検光子出力 I は, 入射光強度を I_o とすると

$$\begin{aligned} I / I_o &= \cos^2 (\Gamma_t / 2) \\ &= \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \left\{ \Delta n \cdot h \tan \theta + \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} \frac{\ell}{d} V \right\} \quad \dots\dots\dots (3.5) \end{aligned}$$

で与えられる。ここで, θ を

$$4n \cdot a \tan \delta = \lambda \quad (a = \text{結晶の高さ}) \quad \dots\dots (3.6)$$

と選び、

$$V_a = 2d\lambda / n_0^2 \quad \ell = \text{半波長電圧 } V_\pi \text{ の2倍} \quad \dots\dots (3.7)$$

なる値を用いると、(3.5)式は、次のように書き直される。

$$I/I_0 = \cos^2 \pi(h/a + V/V_a) \equiv \cos^2 x \quad \dots\dots (3.8)$$

(3.8)式では、出力光ビームが、位置 h と電圧 V の関数になっているが、これから

$$h/a + V/V_a = \text{整数} \quad \dots\dots (3.9)$$

を満足する位置で、出力光が最大値を持つことがわかる。したがって、電圧 V を0から V_a まで直線的に変化させると、出力光の強度分布は、直線的に結晶の高さ a だけ走査される。なお、(3.6)式で示される傾斜角 δ は、結晶の上下で、ちょうど1波長分の光学的位相差に相当しているが、同時に、(3.8)式に基本関数という性質を与える単位角度でもある。(3.8)式を基本関数と呼ぶのは、電気信号の波形合成あるいは波形分析において正弦関数が果たす役割と、光ビームの強度分布を合成するときに(3.8)式が演じる役割が類似しているからである。

3.2.2 解 像 度 (3-2)(3-13)

解像度 A を

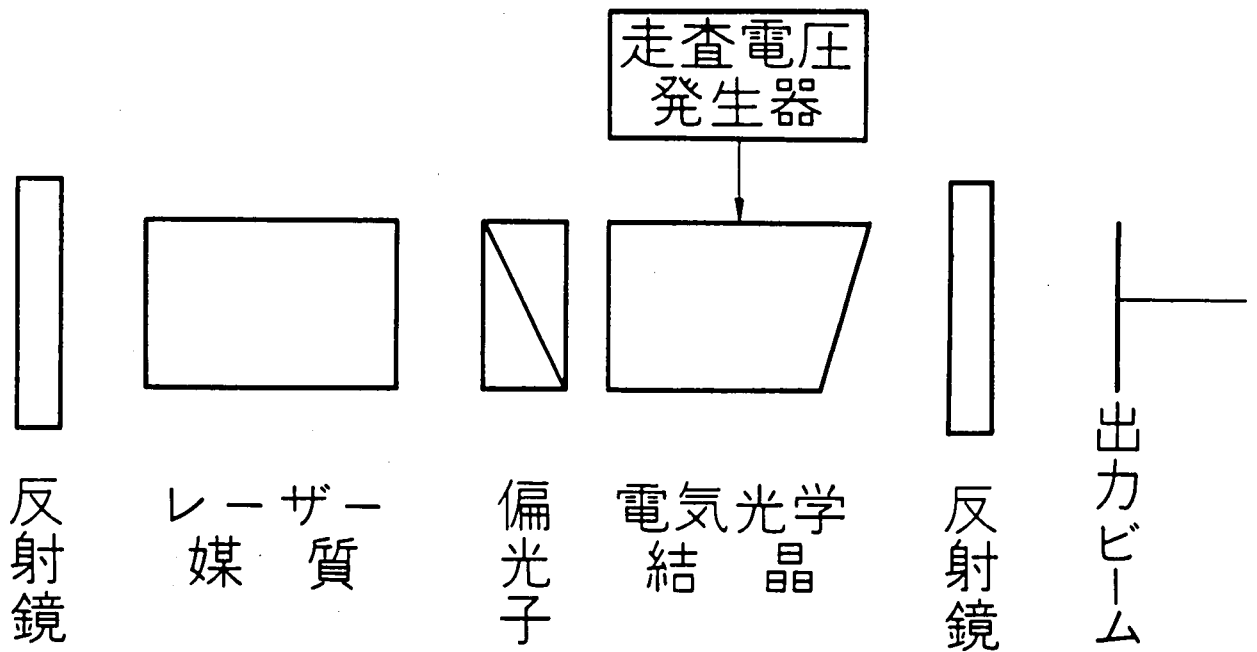
$$A = \frac{\text{結晶の高さ}}{\text{光ビームの半値幅}} \quad \dots\dots (3.10)$$

のように定めると、(3.8)式の場合には $A=2$ となる。解像度をよくするためには、いくつかの方法が考えられるが、大別すると、共振器内部形と共振器外部形にわけられる。

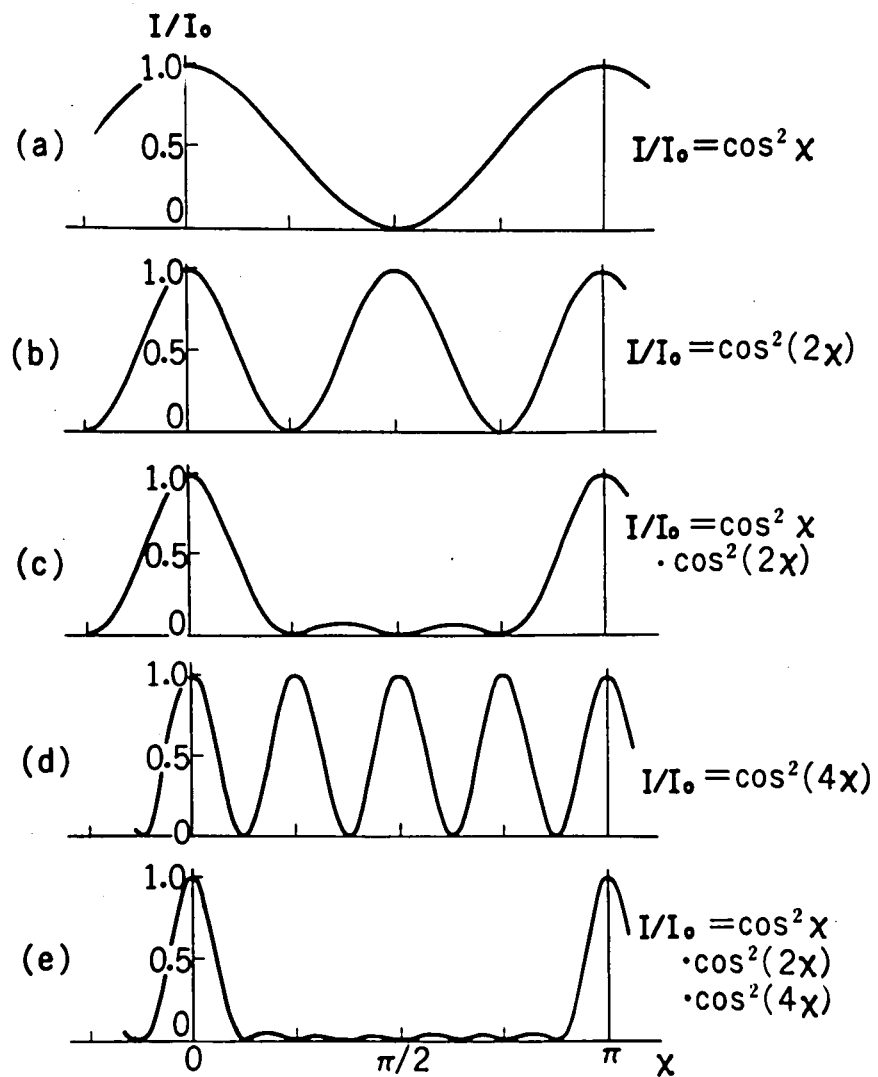
共振器内部形は、3.2図に示すように、3.1図のユニット、すなわち自然複屈折性の電気光学結晶と偏光子をレーザー共振器内に挿入するものである。これは、走査レーザーと原理的にまったく同じもので⁽³⁻⁹⁾、レーザー共振器固有の Q 、または発振利得を制御することにより、容易に任意の解像度を得ることができる。この方法では、発振出力がそのまま走査出力となるから、光エネルギーの損失の面でもすぐれているが、レーザー発振器内に、上述のユニットを挿入するので、高利得のレーザー媒質が必要となり、さらに、走査される光スポットの強度や形状が均一であるためには、レーザー媒質の均質性が問題になる。

一方、共振器外部形では、レーザー発振器と走査器は分離している。この形の走査器で、解像度をあげるためには、多段の走査器を用いなければならない。以下に、共振器外部形を用いるときに、解像度をあげる方法を述べる。

解像度をあげるための最も単純な構成としては、3.1図のユニットを多段縦続させたものがある。しかし、同じ多段縦続の方法を用いても、Lyot のフィルター⁽³⁻¹⁴⁾の原理を利用すると、



3.2 図 共振器内部形光走査器



3.3 図 Lyot のフィルターの原理

より効果的に解像度をあげることができる。3.3 図に、Lyot のフィルターの原理を図解する。すなわち、Lyot のフィルターは、各段の光学的位相差が前段の光学的位相差の2倍になるような多段のユニットにより構成される。

この原理を光走査器に利用するためには、(3.8)式の x を光学的位相差と考え、初段が x 、次段が $2x$ 、第3段が $4x$ 、……となるように構成すればよい。初段の出力光強度分布は $\cos^2 x$ で表わされるが、これは3.3 図(a)に図示されている。また、第2段だけの出力光は $\cos^2 (2x)$ なる強度分布を持ち、3.3 図(b)のような特性となる。ここで、初段と第2段を縦続結合すると、その出力光強度分布は、 $\cos^2 x \cdot \cos^2 (2x)$ となり、これを図示すると3.3 図(c)のようになる。このときの解像度 A は、(3.10)式によって求めると、約4.4となる。さらに第3段として $\cos^2 (4x)$ の特性を持つものを縦続させると、出力光ビームの分布は、3.3 図(e)のようになり、 $A=8.9$ となる。

以上のように、光学的位相差が、次々に倍増するような m 段の構成では、その出力は、

$$I/I_0 = \cos^2 x \cdot \cos^2 (2x) \cdot \cos^2 (4x) \cdots \cdots \cos^2 (2^{m-1} x) \cdots \cdots (3.11)$$

となり、このときには約 2^m の解像度が得られる。

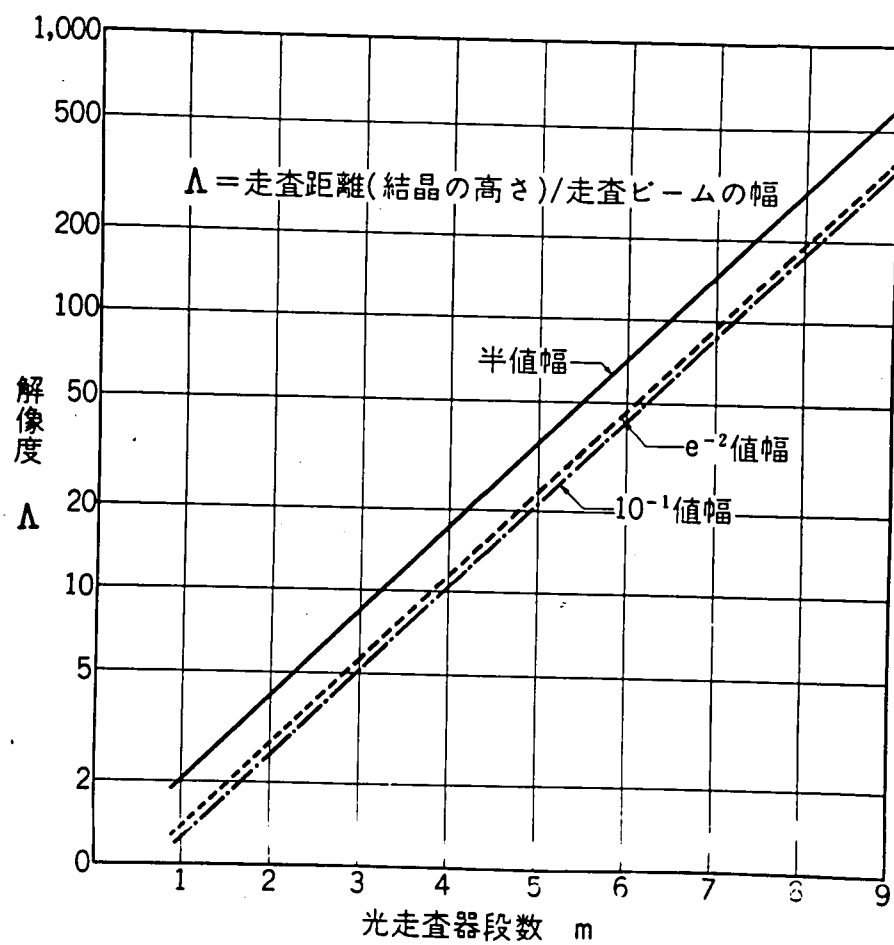
なお、解像度を(3.10)式のように定義したが、光ビームの大きさを半値幅に選ぶ代りに、入射光の強さに応じて、 e^{-2} 値幅や 10^{-1} 値幅で光ビームの大きさを代表させることも考えられる。このようなときの光走査器の段数 m と、解像度 A の関係を3.4 図に示す。

また、Lyot のフィルター形の光走査器は、3.3 図からもわかるように、主ビームのほかにスプリアス光を生じる。このスプリアス光は、光走査器の段数が多くなるにしたがって減少するが、最大スプリアス光強度の主ビーム強度に対する比と、光走査器の段数との関係を3.5 図に示す。

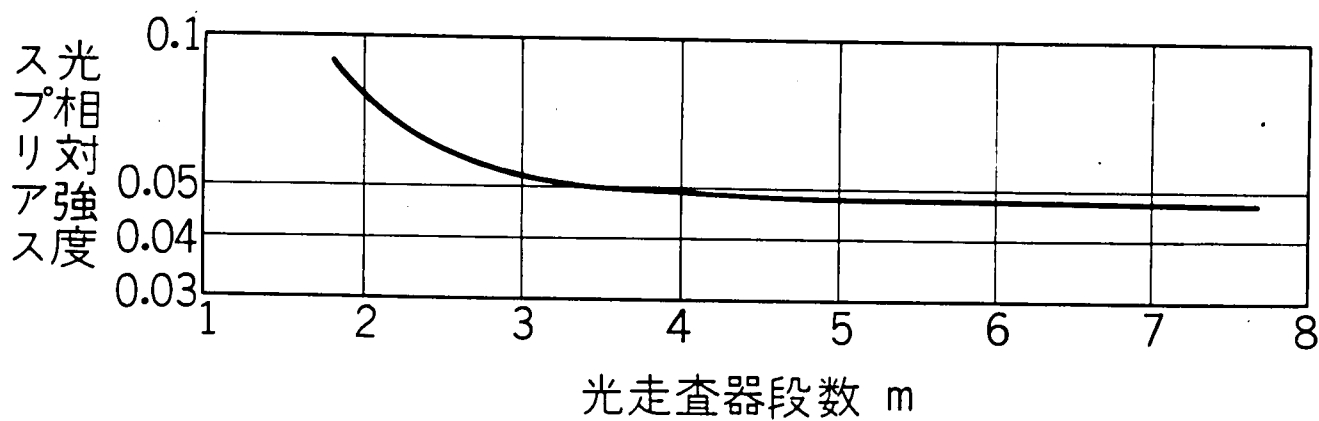
3.2.3 構成の方法 (3-2)(3-13)

(1) Lyot のフィルター形の光走査器の構成

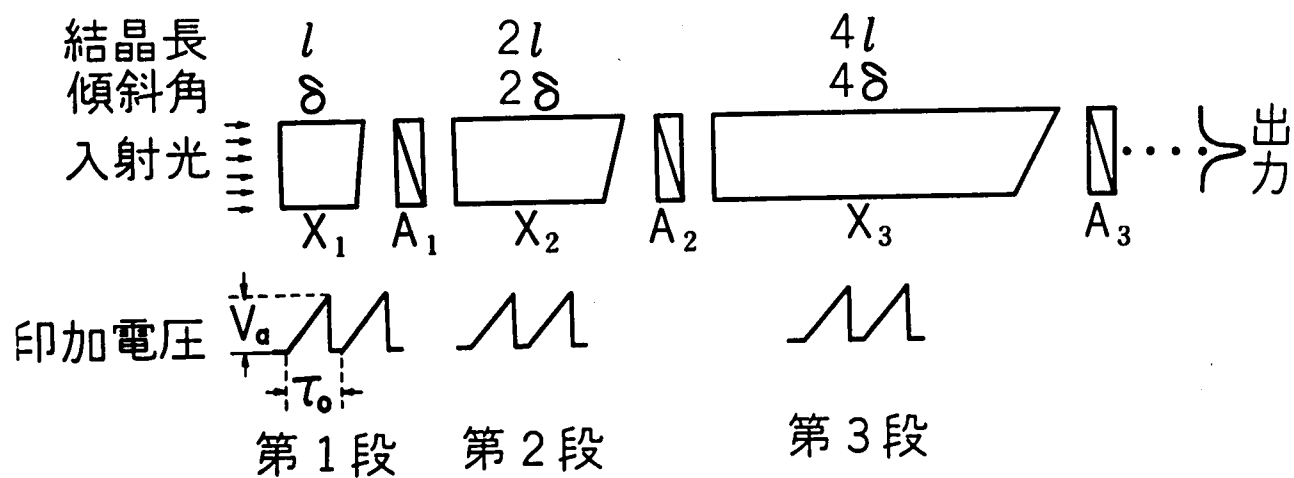
(3.11)式で与えられる特性の光走査器を実際に構成するには、いくつかの方法が考えられる。光学的位相差 x は、(3.8)式に示したように空間的な部分 $\pi h/a$ と電気的な部分 $\pi V/V_a$ から成っており、前者は $\Delta n \cdot \tan \delta$ に、後者は $n_o^3 r_{63} V$ に比例している。したがって、 x を順次倍増させるためには、 $\Delta n \cdot \tan \delta$ および $n_o^3 r_{63} V$ を同時に順次倍増させる必要がある。各段における電気光学結晶には同一の材料を使うものとする、 Δn や $n_o^3 r_{63}$ は一定となるから、空間的な部分を倍増させるためには結晶端面の傾斜角 θ ($\tan \theta \approx \theta$ と考えるとよい)を倍増させ、一方、電気的な部分に関しては、印加電圧または結晶長を倍増させればよい。このような条件を満足する構成例を3.6 図に示す。



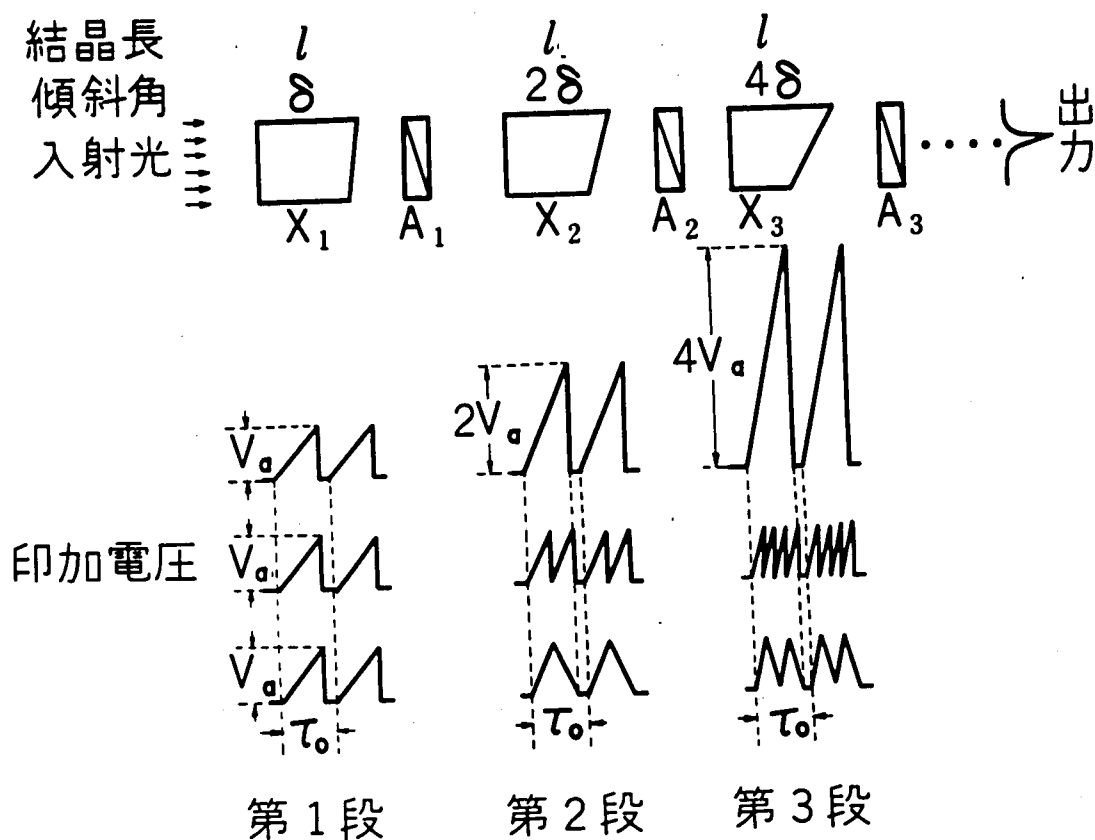
3.4 図 光走査器の段数と解像度の関係



3.5 図 光走査器の段数とスプリアス光強度



(a)



(b)

3.6 図 Lyot のフィルター形光走査器の構成方法

3.6 図(a)では、印加電圧は各段共通で、結晶長および端面傾斜角を順次倍増させている。この場合、結晶長を倍増させる代わりに、初段の電気光学結晶とまったく合同な結晶の数を順次倍増させてもよい。

一方、3.6 図(b)には、各段の結晶長は一定で、印加電圧を各段ごとに順次変化させる方法を示す。とくに、印加電圧として、のこぎり波を使って連続走査を行なう場合、余弦自乗関数の周期性を利用して、印加電圧の振幅を倍増させる代わりに、のこぎり波のくりかえし周波数を倍増させたり、のこぎり波2周波分を三角波でおきかえるなどの方法を用いることができる。いま、波高値 $2V_a$ および走査時間 τ_0 を持つのこぎり波の瞬時値は、

$$V = 2V_a \cdot (\tau / \tau_0) \quad (0 \leq \tau \leq \tau_0)$$

で与えられるが、これを余弦自乗関数 $\cos^2(\pi V / V_a)$ に代入すると、

$$\cos^2\left(\pi \frac{V}{V_a}\right) = \cos^2\left(\frac{2\pi\tau}{\tau_0}\right) = \cos^2\left(\frac{\pi\tau}{\tau_0/2}\right) = \cos^2\left(\frac{\pi V'}{V_a}\right)$$

となる。ただし、

$$V' = V_a \cdot \frac{\tau}{\tau_0/2}$$

であり、これは、波高値 V_a 、走査時間 $\tau_0/2$ なるのこぎり波に相当する。

以上の演算から、波高値 $2V_a$ および走査時間 τ_0 ののこぎり波は、波高値 V_a および走査時間 $\tau_0/2$ ののこぎり波2周波分と同等になることがわかる。

さらに、 $\tau_0/2 \leq \tau \leq \tau_0$ の領域を考えると、

$$\cos^2\left(\frac{\pi\tau}{\tau_0/2}\right) = \cos^2\left(2\pi - \frac{\pi\tau}{\tau_0/2}\right) = \cos^2\left\{\frac{\pi(\tau_0 - \tau)}{\tau_0/2}\right\}$$

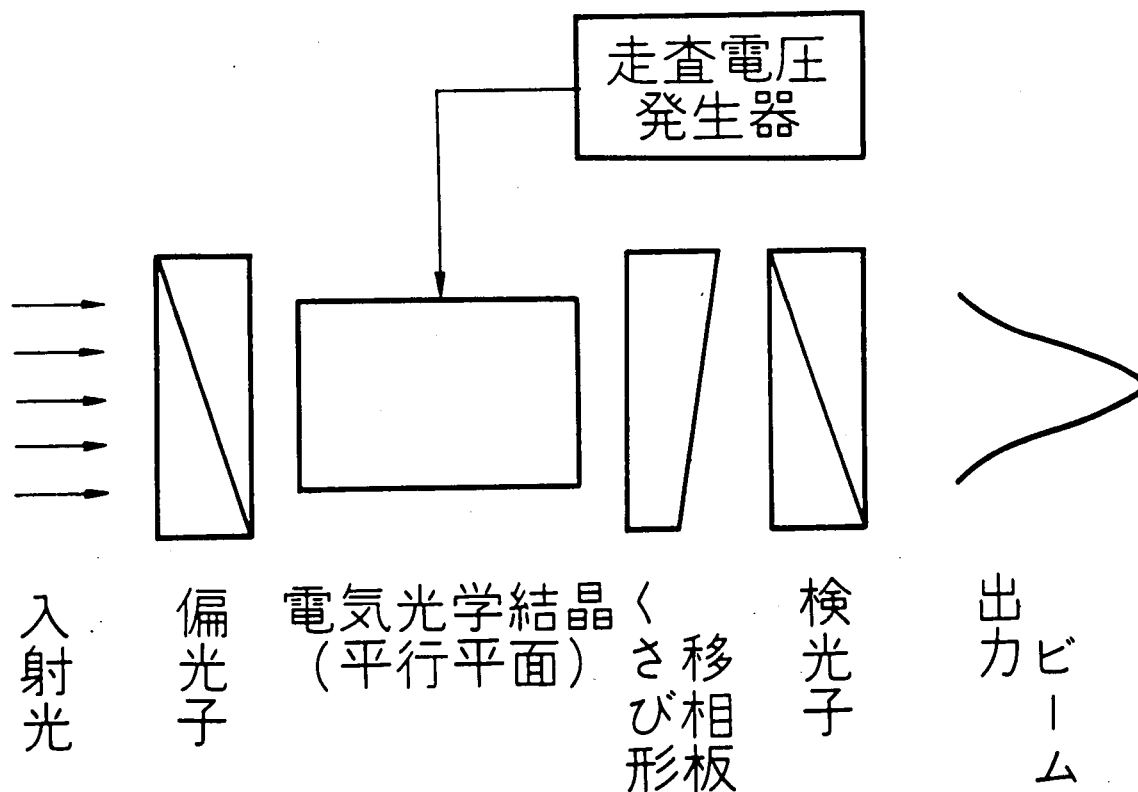
と表わされ、最右辺は、三角波の下降部に相当しているので、のこぎり波2周波分は三角波でおきかえられることがわかる。

(2) 分離形光走査器

これまで、光走査素子としての結晶は、電気光学効果と自然複屈折性の両方の機能を持つと考えたが、この改良形として、電気光学的機能を電気光学結晶で、また、自然複屈折を別のくさび形位相補償板で与える方法がある。これを3.7 図に示す。

この分離形では、電気光学結晶はビームの電氣的(時間的)変調を行なうだけでよいから、自然複屈折性を示さない結晶、たとえば CuCl 、 GaAs および Z カット KDP 形結晶などを使用することができる。このほか、一般に、結晶の寸法を小さくし、経済的に使用しうるなどの利点もある。

また、解像度をよくするために多段構成を行なうとき、この分離形を用いると、各段のくさび形位相補償板の設計に関して自由度を広げることができる。たとえば、(3.6)式に示されるように、 Δn と傾斜角 θ は逆比例の関係があるから、傾斜角を小さくしたいときには、 Δn



3.7 図 分離形光走査器の構成

の大きい材料を用い、逆に θ を大きくする代りに、 Δn の小さい材料を用いることができる。したがって、多段構成の場合、比較的前段の部分では、一般に傾斜角は小さいから、研磨精度のよい傾斜角にするために Δn の小さい材料を用い、一方、後段の部分では、大きい傾斜角による光ビームの大屈折を避けるため、大きい Δn を持つ材料を用いて、その傾斜を小さくすることができる。これらの目的に用いる材料として、水晶、KDP、方解石および硝酸ナトリウムの単結晶などがあるが、 Δn の値は、 6328\AA で、それぞれ、0.009, 0.04, 0.17 および 0.24 であり、これらを組み合わせて設計の自由度を広げることができる。

さらに、分離形と非分離形における光損失を比較すると、これはほぼ同程度であるといえる。すなわち、非分離形でも、(3.5) 式の $\Delta n \cdot l$ を補償するため、通常位相補償板を用いるが、分離形でも、結晶より大きい高さを持つくさび形位相補償板を用いることにより、空間的な光学的位相差と同時に、位相補償を行なわせることができるからである。

3.3 電気光学的光走査器の実験 (3-1), (3-2), (3-11), (3-13)

これまで述べた原理と構成方法に基づき、共振器外部形で3段のユニットから成る2種類の光走査器を構成した。1つは、3.6 図(a)の方法、つまり印加電圧は一定で電気光学結晶の長さおよび傾斜角を順次倍増する方法により、材料として45度ZカットKDP結晶を用いている。他の1つは、やはり3.6 図(a)の方法によったが、分離形の構成になっており、電気光学結晶として45度ZカットDKDP結晶、くさび形位相補償板として水晶を用いたものである。

3.3.1 45度ZカットKDP結晶を用いた光走査器

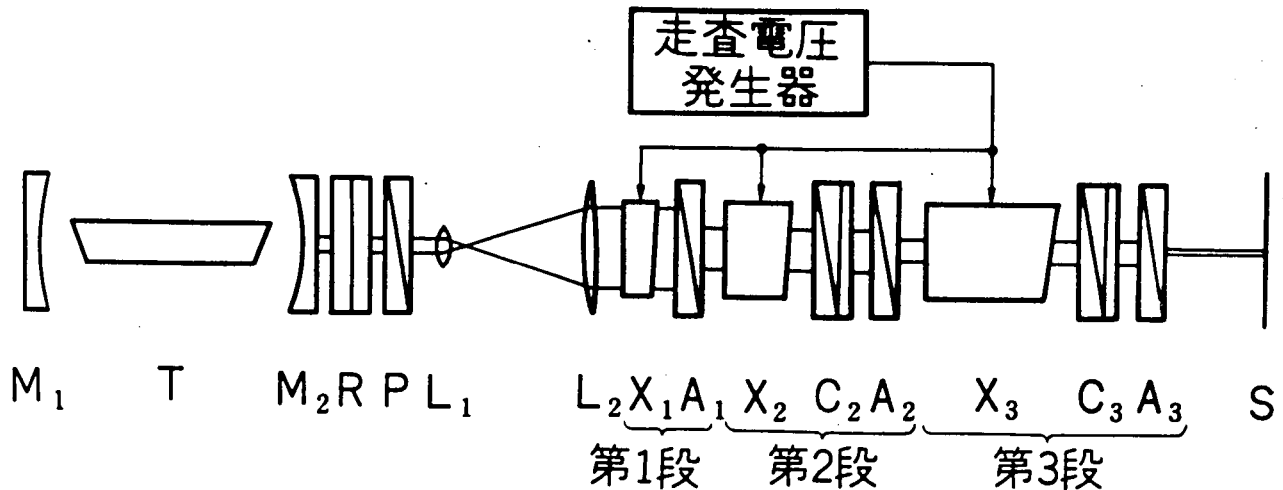
各段の走査素子の寸法、端面の傾斜および V_a の値を3.1表に、実験の系統図を3.8 図に示す。光源は、波長が 6328\AA のHe-Neレーザーである。走査距離を 10 mm 程度にするため、結晶の長さ a を 10 mm とし、焦点距離 50 mm および 250 mm のレンズを用いて、レーザー光を拡大すると同時にビームの平行度を5倍にしている。

3.1 表 45度ZカットKDPを用いた光走査器の形状

		第1段	第2段	第3段
寸 法	長 さ l	12 mm	24 mm	48 mm
	電極間隔 d	2.5 mm	2.5 mm	2.5 mm
	高 さ a	10 mm	10 mm	10 mm
	l/d	4.8	9.6	19.2
V_a *		8 kV	4 kV	2 kV
結晶端面の傾斜角 θ		6 分	12 分	24 分
$\Delta n \cdot a \tan \theta / \lambda$ **		1.1	2.2	4.4

* 電気光学係数 $r_{63} = 9.6 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ に対応している。

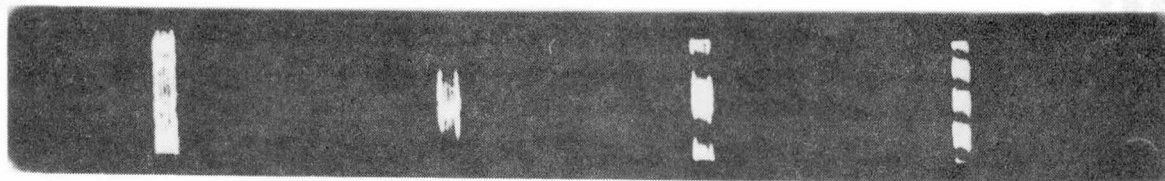
** $\Delta n = 0.04$



M: レーザー共振器鏡, T: He-Neレーザー管, R: 偏光面回転板,
P: 偏光子, L: レンズ, X: 電気光学結晶(45度ZカットKDP),
C: バビネソレイユ補償板, A: 検光子, S: スクリーン

3.8 図 45度ZカットKDP光走査器の実験系統図

測定結果を3.9図～3.11図に示す。3.9図は各段固有の特性で、(a)は入射ビームを表わし、(b)、(c)および(d)は、初段、第2段および第3段の出力ビーム断面を示している。3.10図は、各段を縦続結合したときの特性を表わし、(a)および(b)は、3.9図の(a)および(b)とまったく同じであるが、3.10図(c)は、初段と第2段を組み合わせたときのビーム断面を示し、3.10図(d)は、初段、第2段および第3段を組み合わせたときのビーム断面を示している。一方、3.11図は、3段縦続の状態、結晶に電圧を加え、 -4 kV から $+4\text{ kV}$ まで 1 kV ごとに変化させ、光ビームを走査させた結果である。この結果から、 $P-P$ 値 8 kV の印加電圧で、 10 mm を走査することができ、そのときの解像度が約6であることがわかる。なお、3.9図から3.11図の写真で、光ビームがしま状になっているのは、約 10 mm 径の光ビームを 2.5 mm のせまい結晶幅に入射させたために生じた回折および干渉の結果である。このような現象を防ぐには、入射光ビームと同程度の正方形の断面の結晶を用いればよい。しかし、その場合には、印加電圧が大きくなり、かつ結晶全体の寸法も大きいものが必要となる。



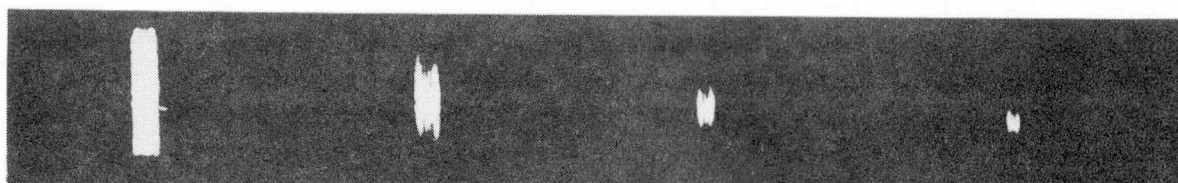
(a)入射ビーム

(b)第1段

(c)第2段

(d)第3段

3.9図 45度ZカットKDP光走査器各段特性



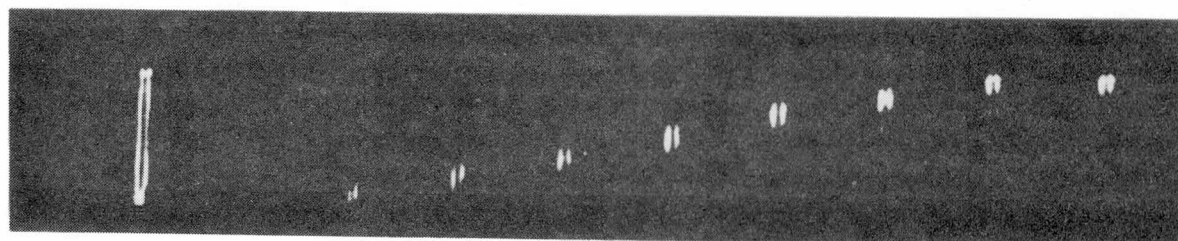
(a)入射ビーム

(b)第1段

(c)第1段
+第2段

(d)第1段
+第2段
+第3段

3.10図 45度ZカットKDP光走査器結合特性



-4 -3 -2 -1 0 1 2 3 4KV

3.11図 45度ZカットKDP光走査器走査特性

このような欠点は、分離形の走査器を用いれば解消することができる。すなわち、電気光学結晶の部分では、光を集束させることにより、細い結晶で低電圧動作させ、くさび形の位相補償板を通るときに、ふたたび光ビームを拡大させればよい。

3.3.2 45度ZカットDKDP結晶を用いた分離形光走査器

この形の光走査器に用いたDKDP結晶および水晶製のくさび形位相補償板の寸法、形状および V_a の値を3.2表に示し、その実験系統図を3.12図に示す。

3.2表 45度ZカットDKDP結晶と水晶製くさび形位相補償板を用いた光走査器の形状

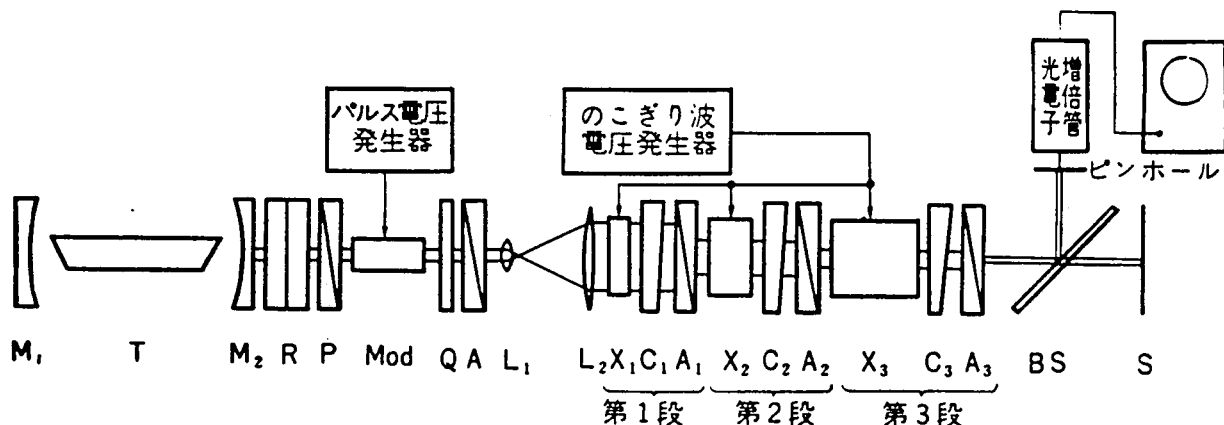
			第1段	第2段	第3段
電気光学結晶	寸法	長さ l	22.5 mm	4.5 mm	9.0 mm
		電極間隔 d	2.5 mm	2.5 mm	2.5 mm
		高さ a	1.0 mm	1.0 mm	1.0 mm
		l/d	9	1.8	3.6
	V_a *		1700 V	850 V	425 V
くさび形位相補償板	寸法	厚さ	約5 mm	約5 mm	約5 mm
		幅	1.0 mm	1.0 mm	1.0 mm
		高さ	2.0 mm	2.0 mm	2.0 mm
	傾斜角 δ		24 分	48 分	96 分
	$\Delta n \cdot a \tan \delta / \lambda$ **		1.0	2.0	4.0

* 電気光学係数 $r_{33} = 24 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ に対応している。

** $\Delta n = 0.009$

3.2表には、(3.6)式の関係についても記した。すなわち、第1段では、空間的光学位相差1波長分が結晶の高さに対応しているのに対し、第2段および第3段では、それぞれ、位相差の2波長分および4波長分が、結晶の高さに対応している。

DKDP結晶を用いた光走査器では、KDP結晶を用いたものより V_a が小さいので、のこぎり波電圧を結晶に加えて、光走査の動特性も測定した。すなわち、50 Hz, 1.7 kV ののこぎり



M: レーザー共振器鏡, T: He-Neレーザー管, R: 偏光面回転板, P: 偏光子,
 Mod: 電気光学的変調器(45度ZカットKDP), Q: 四分の一波長板, A: 検光子,
 L: レンズ, X: 光走査用電気光学結晶(45度ZカットDKDP), C: くさび形光学移相板,
 BS: ビームスプリッター, S: スクリーン

3.12図 45度ZカットDKDP光走査器の実験系統図

り波を結晶に印加し、その出力ビームをスクリーン上で走査させるとともに、この光ビームの一部を半径400 μ のピンホールを通して、光電子増倍管で受光し、ビームの強度分布をオシロスコープ上に表現させた。

このほか、光走査と同時に、パルス状の光変調も行ない、光走査と光変調を組み合わせたときの特性についても測定した。

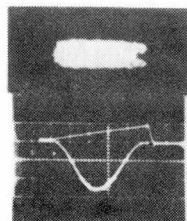
測定結果を3.13図～3.16図に示す。3.13図は、各段固有の特性で、(a)は入射ビームを表わし、(b)、(c)および(d)は、初段、第2段および第3段の特性を示す。なお、のこぎり波電圧を結晶に加えて、各段固有特性の強度分布をオシロスコープ上に表現した結果も示したが、これらの特性は、Lyotのフィルターの原理で用いた3.3図の(a)、(b)および(d)図に相当する分布であって両者はよく一致している。3.14図は、各段を順次縦続結合させたときの特性で、(a)および(b)図は、入射ビームおよび第1段の特性であり、(c)は、第1段と第2段を組み合わせた特性、(d)は、第1、第2および第3段を組み合わせたときの結果である。また、3.13図と同様に、出力走査ビームの強度分布をオシロスコープ上で観測した結果も示したが、これらは、3.3図の(a)、(c)および(e)に相当する分布で、両者の対応はよい。

3.15図は、3段構成の場合、すなわち3.14図(d)の構成の場合に、印加電圧を100Vずつ変化させたときの光スポットの移動を記録したものである。この図から、結晶の高さ10mmを走査させるのに必要な電圧は1.7kVで、解像度が6であることがわかった。

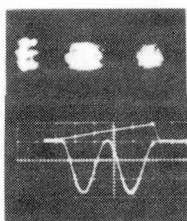
(a) 入射ビーム



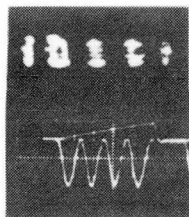
(b) 第 1 段



(c) 第 2 段



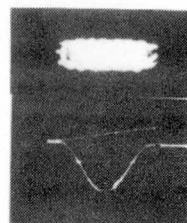
(d) 第 3 段



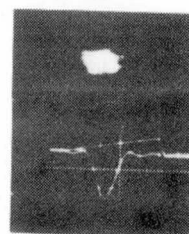
(a) 入射ビーム



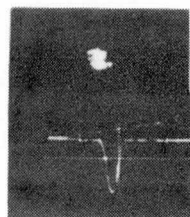
(b) 第 1 段



(c) 第 1 段
+ 第 2 段

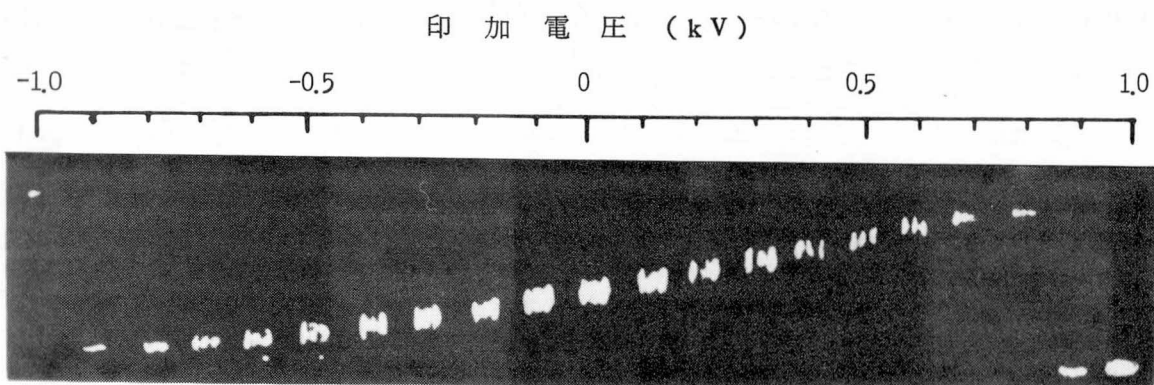


(d) 第 1 段
+ 第 2 段
+ 第 3 段



3.13 図 45 度 Z カット DKDP
光走査器各段特性

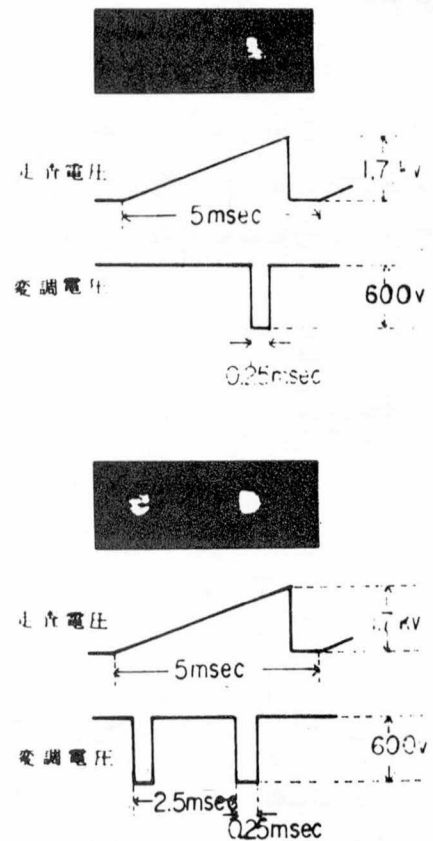
3.14 図 45 度 Z カット DKDP
光走査器結合特性



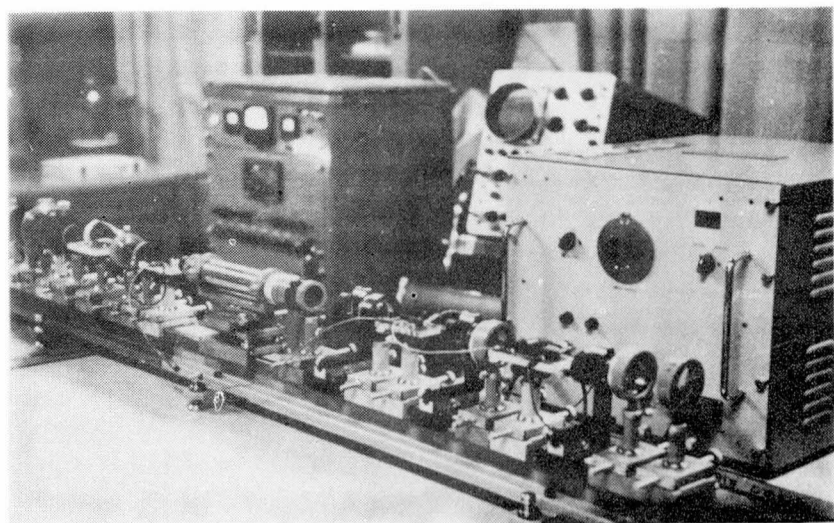
3.15 図 45 度 Z カット DKDP 光走査器走査特性

3.16 図は、光走査と光変調を同時に組み合わせたときの観測結果である。この場合の光走査は、 200 Hz 、 1.7 kV ののこぎり波電圧で行ない、一方、光変調は、第2章で述べた 45°Z カット KDP 光変調器を用いた。光変調部は、変調電圧が0 のとき出力も0 で、パルス状の変調電圧を加えたときのみ光出力が得られるようセットした。光変調器の特性は、半波長電圧が 850 V 、光弁別比が 13 dB であり、実際に印加したパルス変調電圧は、パルス幅 $250\text{ }\mu\text{sec}$ 、波高値 600 V である。3.16 図(a)は、変調パルスのくりかえし周波数が 200 Hz のときの結果で、1回の走査に1個の光スポットが生じている。一方、3.16 図(b)では、変調パルスのくりかえし周波数を 400 Hz にし、1回の走査に2個の光スポットを生じさせた。

3.17 図に、 45°Z カット DKDP を用いた光走査器の全構成の写真を示す。



3.16 図 光変調と光走査の
組合せ特性



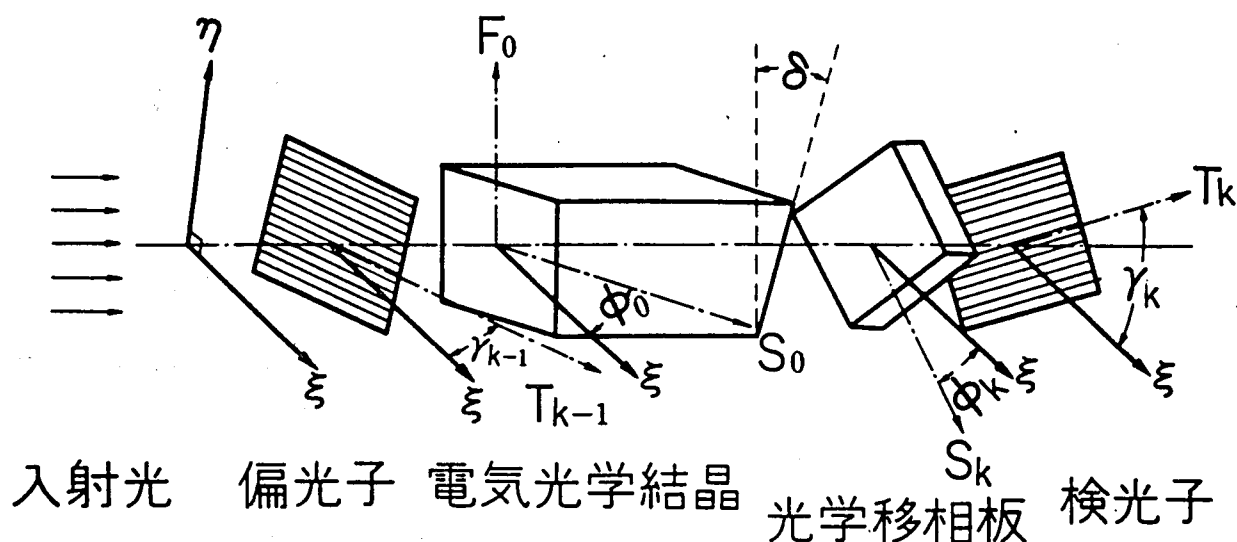
3.17 図 45°Z カット DKDP 光走査器の構成

3.4 一般化された電気光学的光走査器 I の設計方法 (3-12), (3-13)

3.2 で、解像度をあげるため Lyot のフィルターの原理を用いたが、このとき得られる光ビームの強度分布は、3.3 図に示された形に限られる。ここでは、この制限を取り除き、任意の強度分布を持つ光ビームを走査する方法を述べ、その設計方法を示す。

3.4.1 原理

基本原理は、3.18 図に示すユニットを多段縦続し、所望の強度分布を持つ光ビームを作ることにある。



3.18 図 一般化された光走査器 I の基本ユニット

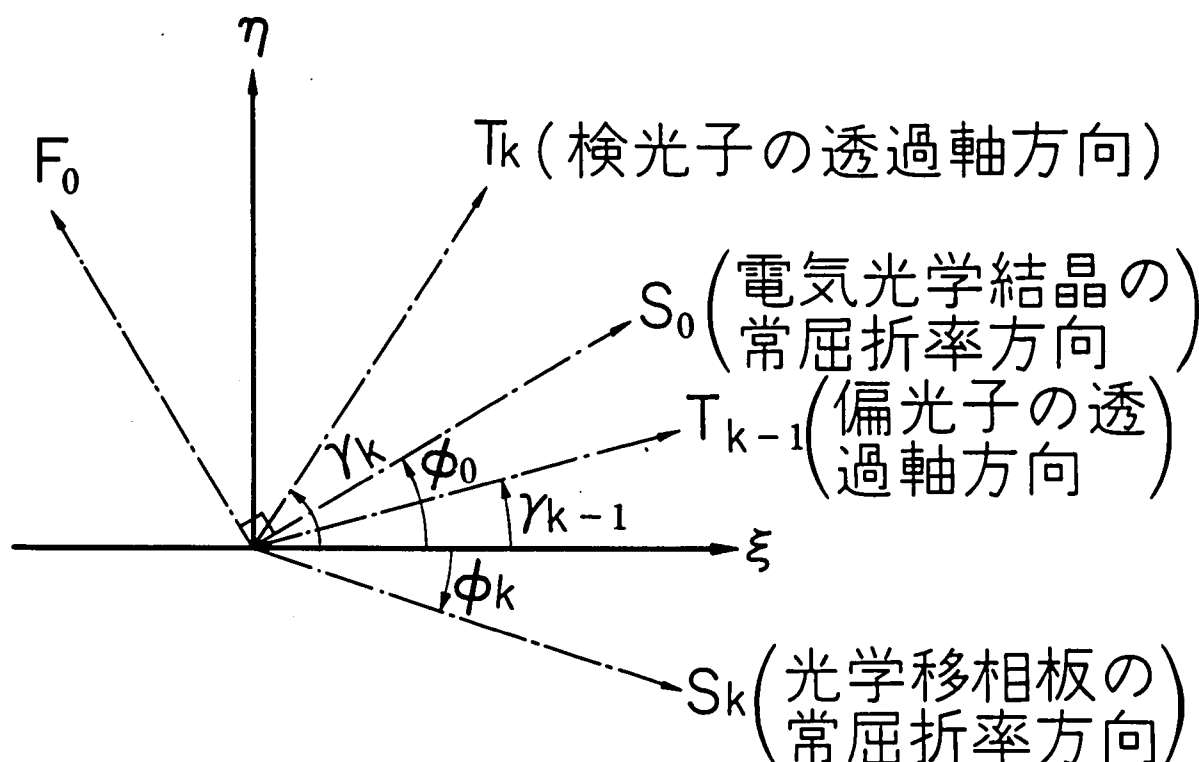
ユニットは 3.18 図に示すように、偏光子、電気光学結晶、光学的移相板および検光子から成っており、3.1 図と類似した構成を持っている。ただし、添字 k は、多段構成した場合の k 番目のユニットを意味する。電気光学結晶は、電気光学効果と自然複屈折の両方を持つものとし、前と同じように結晶端面に傾斜を持たせ空間的な位相変化を与えている。傾斜角 θ は、(3.6) 式で与えられるものとし、光学的位相差は、(3.8) 式と同じように

$$\chi = \pi (h/a + V/V_a) \quad \dots\dots\dots (3.12)$$

である。

3.18 図と 3.1 図を比較すると、光学移相板があらたに加えられているだけで本質的に異なった構成ではない。しかし、3.18 図では、3.1 図と異なり、偏光子、電気光学結晶、光学移相板および検光子の各軸の方向間の相対角度が一定でなく、また、光学移相板は補償子としての役割

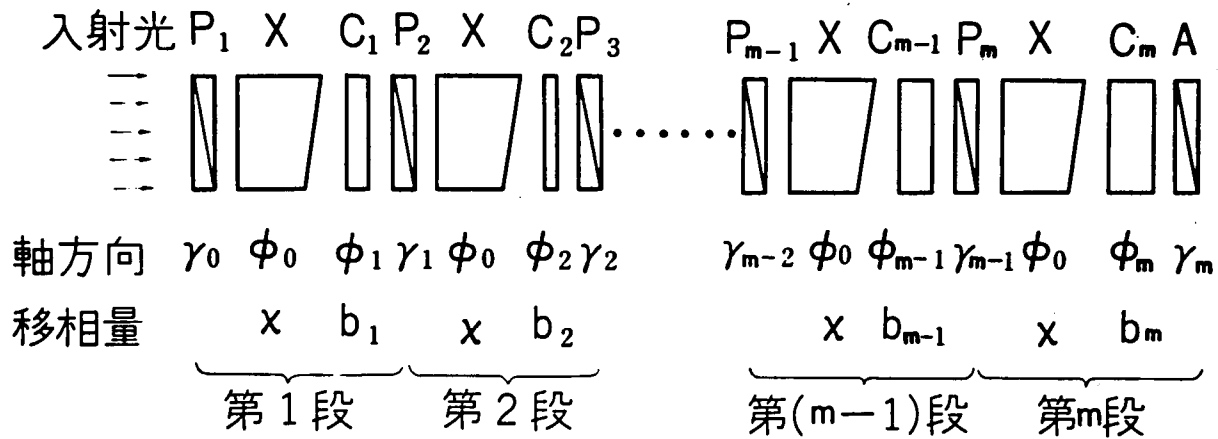
を持つものでなく、その光学的位相差 b_k が所望の強度分布により決定される性質のものである。言い換えれば、3.1 図の構成は、3.1 8 図の構成の特殊例 ($b_k=0$) と考えられる。3.1 9 図は、ある方向 (ξ 方向とする) を基準として、偏光子の透過方向 r_{k-1} 、電気光学結晶および光学移相板の常屈折率方向 φ_0 および φ_k 、ならびに検光子の透過方向 r_k を示したものである。



3.1 9 図 一般化された光走査器 I の基本ユニットにおける各要素の方向

このようなユニットを多段縦続結合し、任意の強度分布を持つ光ビームを走査するためには、各段の偏光子、電気光学結晶、光学移相板および検光子の方向と、光学移相板の移相量を以下に述べる手順に従って決定すればよい。ただし、電気光学結晶の方向は各段で共通であり、また、寸法の大きさおよび端面の傾斜角もすべて同一である。つまり、光ビームは、電気光学結晶の端面の傾斜方向に沿って走査されるので、電気光学結晶の軸方向および傾斜方向は、光ビームの走査方向により決定され、各段で共通にする必要がある。一方、これに対し、偏光子、光学移相板および検光子の方向と、光学移相板の移相量は、一般には、各段で異なっており、この組み合わせが、光ビームの任意の強度分布を与える。

3.2 0 図は、一般的な m 段から成る構成である。この図からもわかるように、 k 段目の検光子は、 $(k+1)$ 段目の偏光子となっている。



P：偏光子, X：電気光学結晶, C：光学移相板, A：検光子

3.20図 一般化された光走査器 I の構成図

3.4.2 設計方法

走査される光ビームの振幅分布 C は、位置 h と電圧 V の関数であるが、(3.12) 式の x も h と V の関数であるから、 C を次の形に展開することができる。

$$C(x) = C_0 + C_1 \cdot \exp(-ix) + C_2 \cdot \exp(-i2x) + \dots + C_m \cdot \exp(-imx) \quad (3.13)$$

このような展開は、一般には無限項展開となるが、有限な m 項で近似できるものとする。実際には、 m は多段縦続結合における段数を示すので、 m が無限大のときには実現不可能となる。

(3.13) 式の C_k ($k = 0, 1, 2, \dots, m$) は、一般には複素数でもよい。(3.13) 式は、 $\exp(-ix)$ に関する m 次方程式であるから、これを因数分解すると、(3.13) 式は次のようになる。

$$C(x) = C_m \{ \exp(-ix) + R_1 \exp(ia_1) \} \{ \exp(-ix) + R_2 \exp(ia_2) \} \dots \{ \exp(-ix) + R_m \exp(ia_m) \} \quad (3.14)$$

ここに、 R_k および α_k ($k = 1, 2, \dots, m$) は、(3.13) 式が与えられれば決定される実数の値である。

次に、3.18 図のユニットの伝送特性を求める。 k 段目のユニットの入射光の電気ベクトルを E_{k-1} (これは $k-1$ 段目の出力に相当する)、出力光の電気ベクトルを E_k ($k+1$ 段目の入力に相当する) とすれば、ジョーンズ行列を用いると、次の関係がある。

$$\begin{pmatrix} E_k \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(r_k - \varphi_k) & \sin(r_k - \varphi_k) \\ -\sin(r_k - \varphi_k) & \cos(r_k - \varphi_k) \end{pmatrix} \\
\times \begin{pmatrix} e^{-ib_k \cos(\varphi_k - \varphi_0)} & e^{-ib_k \sin(\varphi_k - \varphi_0)} \\ -\sin(\varphi_k - \varphi_0) & \cos(\varphi_k - \varphi_0) \end{pmatrix} \\
\times \begin{pmatrix} e^{-i\chi \cos(\varphi_0 - r_{k-1})} & e^{-i\chi \sin(\varphi_0 - r_{k-1})} \\ -\sin(\varphi_0 - r_{k-1}) & \cos(\varphi_0 - r_{k-1}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{k-1} \\ 0 \end{pmatrix}$$

これを用いて、 k 番目のユニットの入出力特性を求めると、

$$\begin{aligned}
\frac{E_k}{E_{k-1}} &= \exp(-i \frac{b_k}{2}) \cdot \cos \frac{b_k}{2} \cdot \cos(\varphi_0 - r_{k-1}) \cdot \cos(\varphi_0 - r_k) \\
&\times \left\{ 1 - i \tan \frac{b_k}{2} \cdot \frac{\cos(\varphi_0 + r_k - 2\varphi_k)}{\cos(\varphi_0 - r_k)} \right\} \{ \exp(i\chi) \\
&+ \tan(\varphi_0 - r_{k-1}) \cdot \frac{\sin(\varphi_0 - r_k) - i \tan \frac{b_k}{2} \cdot \sin(\varphi_0 + r_k - 2\varphi_k)}{\cos(\varphi_0 - r_k) - i \tan \frac{b_k}{2} \cdot \cos(\varphi_0 + r_k - 2\varphi_k)} \} \\
&\dots\dots\dots (3.16)
\end{aligned}$$

となる。この式は、 $\exp(-i\chi)$ を変数と考えたとき、係数を別にすると (3.14) 式の積の k 番目の項

$$\exp(-i\chi) + R_k \cdot \exp(i\alpha_k)$$

と同じ形をしている。このことから、(3.14) 式の各項は、それぞれ各段の特性に対応し、したがって m 段の構成により、(3.13) 式のような総合特性が得られることがわかる。

ここで、未知数の数とこれを得るための方程式の数について考察する。求めるべき量は、各段の偏光子（検光子）の方向、 r_k ($k = 0, 1, 2, \dots, m$)、光学移相板の方向および移相量、 φ_k および b_k ($k = 1, 2, \dots, m$)、ならびに電気光学結晶の方向 φ_0 の合計 ($3m + 2$) 個である。しかし、 r_0 は最初の偏光子の方向なので、これを基準に選ぶことにすると (ξ 方向、したがって $r_0 = 0$)、未知数は ($3m + 1$) 個となる。

次に、方程式の数について調べる。(3.14) 式の積を構成する各項と、(3.16) 式を比較することにより、

$$\tan(\varphi_0 - r_{k-1}) \cdot \frac{\sin(\varphi_0 - r_k) - i \tan(b_k/2) \sin(\varphi_0 + r_k - 2\varphi_k)}{\cos(\varphi_0 - r_k) - i \tan(b_k/2) \cos(\varphi_0 + r_k - 2\varphi_k)} = R_k \exp(i\alpha_k) \\
(k = 1, 2, \dots, m) \quad \dots\dots\dots (3.17)$$

が得られ、実数部と虚数部について両辺相等しいと置くと、 $2m$ 個の方程式が得られる。一方、光出力として入力エネルギーの最も効率よい利用と、各段の特性は互いに独立であることを考慮すると、(3.16) 式の係数部の絶対値が最大になる条件、すなわち、

$$\cos(b_k/2) \cdot \cos(\varphi_0 - r_{k-1}) \cdot \cos(\varphi_0 - r_k) \\ \times \left| 1 - i \tan \frac{b_k}{2} \cdot \frac{\cos(\varphi_0 + r_k - 2\varphi_k)}{\cos(\varphi_0 - r_k)} \right| \\ (k=1, 2, \dots, m)$$

が $b_k, \varphi_k, \varphi_0, r_{k-1}$ および r_k について最大 (3.18)

という条件が満足される必要がある。この条件式が m 個あるので、(3.17)式と合わせて $3m$ 個の方程式が得られる。最後に、(3.14)式の C_m の位相 (C_m は一般には複素数)と、(3.16)式の位相の全段についての和が等しいという条件から、次のような式が得られる。

$$\text{Arg}(C_m) = -\sum_{k=1}^m (p_k + b_k/2) \quad \dots\dots\dots (3.19)$$

ただし、

$$\tan p_k = \tan \frac{b_k}{2} \cdot \frac{\cos(\varphi_0 + r_k - 2\varphi_k)}{\cos(\varphi_0 - r_k)} \\ (k=1, 2, \dots, m) \quad \dots\dots\dots (3.20)$$

である。

以上の結果、未知数と方程式の数は一致し、各量を決定することができる。

いま、

$$\begin{aligned} r_k - r_{k-1} &= \beta_k \\ \varphi_k - r_{k-1} &= \theta_k \\ \varphi_0 - r_{k-1} &= \mu_k \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3.21)$$

とおくと、(3.17)式は次のようになる。

$$\tan \mu_k \cdot \frac{\sin(\mu_k - \beta_k) - i \tan(b_k/2) \sin(\mu_k + \beta_k - 2\theta_k)}{\cos(\mu_k - \beta_k) - i \tan(b_k/2) \cos(\mu_k + \beta_k - 2\theta_k)} = R_k \cdot \exp(i\alpha_k), \\ (k=1, 2, \dots, m) \quad \dots\dots\dots (3.22)$$

両辺の実数部および虚数部を等しいと置いて得られる2個の方程式は、

$$\begin{aligned} \tan \frac{b_k}{2} &= \frac{\tan \mu_k \cdot \sin(\mu_k - \beta_k) - R_k \cos \alpha_k \cos(\mu_k - \beta_k)}{R_k \sin \alpha_k \cdot \cos(\mu_k + \beta_k - 2\theta_k)} \\ &= \frac{R_k \sin \alpha_k \cos(\mu_k - \beta_k)}{R_k \cos \alpha_k \cos(\mu_k + \beta_k - 2\theta_k) - \tan \mu_k \sin(\mu_k + \beta_k - 2\theta_k)} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3.23)$$

となる。 b_k を消去すれば、

$$\tan(\mu_k + \beta_k - 2\theta_k) = R_k \cot \mu_k \cdot \frac{\cos \alpha_k \cdot \tan \mu_k \cdot \tan(\mu_k - \beta_k) - R_k}{\tan \mu_k \tan(\mu_k - \beta_k) - R_k \cos \alpha_k} \quad \dots\dots\dots (3.24)$$

となるが、この式と(3.23)式を用いると、(3.16)式は、

$$\frac{E_k}{E_{k-1}} = \exp\left(-i\left(\frac{b_k}{2} + p_k\right)\right) \cdot \frac{\cos \mu_k}{(1 + R_k^2 \cot^2 \mu_k)^{1/2}} \times \left\{ \exp(-i\chi) + R_k \exp(i\alpha_k) \right\} \quad \dots\dots\dots (3.25)$$

のように簡単化される。この結果、(3.18)式で表わされる係数部の絶対値は、

$$\cos \mu_k / (1 + R_k^2 \cot^2 \mu_k)^{1/2}$$

となり、 μ_k だけの関数となる。この関数が最大値を持つための条件は、

$$\tan^2 \mu_k \equiv \tan^2 (\varphi_0 - r_{k-1}) = R_k \quad \dots\dots\dots (3.26)$$

である。

$k=1$ のとき、 $r_0=0$ であるから、(3.26)式は、 φ_0 すなわち電気光学結晶の回転角を与える。一方、 $k=2, 3, \dots\dots\dots, m$ に対しては、最終段を除く各段の偏光子の方向を与える。

(3.24)式を書き直すと、

$$\begin{aligned} \tan(\varphi_0 + r_k - 2\varphi_k) &= R_k \cot(\varphi_0 - r_{k-1}) \\ &\times \frac{\cos \alpha_k \cdot \tan(\varphi_0 - r_{k-1}) \tan(\varphi_0 - r_k) - R_k}{\tan(\varphi_0 - r_{k-1}) \cdot \tan(\varphi_0 - r_k) - R_k \cos \alpha_k} \\ (k=1, 2, \dots\dots, m-1) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3.27)$$

となるから、(3.26)式を用いると、 φ_k を求めることができる。

また、(3.23)式および(3.20)式に、上で得られた $\varphi_0, r_k, \varphi_k$ を代入することにより、 b_k および p_k を求めることができる。すなわち、

$$\begin{aligned} \tan\left(\frac{b_k}{2}\right) &= \frac{\cos(\varphi_0 - r_k)}{\cos(\varphi_0 + r_k - 2\varphi_k)} \times \frac{\tan(\varphi_0 - r_{k-1}) \cdot \tan(\varphi_0 - r_k) - R_k \cos \alpha_k}{R_k \sin \alpha_k} \\ (k=1, 2, \dots\dots, m-1) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3.28)$$

$$\begin{aligned} \tan p_k &= \frac{\tan(\varphi_0 - r_{k-1}) \cdot \tan(\varphi_0 - r_k) - R_k \cos \alpha_k}{R_k \sin \alpha_k} \\ (k=1, 2, \dots\dots, m-1) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3.29)$$

最終段の未知量 r_m, b_m および φ_m を求める方法は次のとおりである。

第1段から、 $m-1$ 段目までの b_k および p_k は、(3.28)および(3.29)式から求められるから、これを(3.19)式に代入すると、

$$\frac{b_m}{2} + p_m = -\text{Arg}(C_m) - \sum_{k=1}^{m-1} \left(\frac{b_k}{2} + p_k\right) \equiv \tan^{-1} q \quad \dots\dots\dots (3.30)$$

となる。いま、

$$x = \tan p_m, \quad y = \tan(b_m/2) \quad \dots\dots\dots (3.31)$$

と置くと、(3.30)式は、

$$q = \tan(p_m + b_m/2) = (x + y)/(1 - xy) \quad \dots\dots\dots (3.32)$$

と書ける。

一方、(3.23), (3.24), (3.26) および (3.20) 式から b_m と p_m の関係を導びくと、

$$\frac{\tan^2 p_m + R_m \cos^2 \alpha_m (\tan p_m - \tan \alpha_m)^2}{1 + R_m \cos^2 \alpha_m (1 + \tan p_m \tan \alpha_m)^2} = \tan^2 \left(\frac{b_m}{2} \right)$$

なる式が得られるが、これに (3.31) 式を代入すると、

$$x^2 + R_m \cos^2 \alpha_m \cdot (x - \tan \alpha_m)^2 = y^2 [1 + R_m \cos^2 \alpha_m (1 + x \tan \alpha_m)^2] \quad \dots\dots\dots (3.33)$$

となる。(3.32) 式と (3.33) 式は、 x および y に関する連立方程式であり、これを解くと、

$$x = \tan p_m = [B \pm (B^2 + A^2)^{1/2}] / A \quad \dots\dots\dots (3.34)$$

から p_m が求められる。ただし、

$$\begin{cases} A = q^2 \cdot (1 + \tan^2 \alpha_m + R_m) - R_m \cdot \tan^2 \alpha_m \\ B = R_m \cdot \tan \alpha_m \cdot (1 + q^2 + q \tan \alpha_m) - q (1 + \tan^2 \alpha_m + R_m) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (3.35)$$

である。 p_m の値を (3.30) 式に代入することにより、

$$b_m = 2 (\tan^{-1} q - p_m) \quad \dots\dots\dots (3.36)$$

となり、 b_m が得られる。さらに、(3.29) 式で $k=m$ とした式

$$\tan p_m = \frac{\tan(\varphi_0 - r_{m-1}) \cdot \tan(\varphi_0 - r_m) - R_m \cos \alpha_m}{R_m \sin \alpha_m} \quad \dots\dots\dots (3.37)$$

から r_m が得られ、最後に、(3.27) 式で $k=m$ とした式

$$\begin{aligned} \tan(\varphi_0 + r_m - 2\varphi_m) &= R_m \cot(\varphi_0 - r_{m-1}) \\ &\times \frac{\cos \alpha_m \cdot \tan(\varphi_0 - r_{m-1}) \tan(\varphi_0 - r_m) - R_m}{\tan(\varphi_0 - r_{m-1}) \cdot \tan(\varphi_0 - r_m) - R_m \cos \alpha_m} \quad \dots\dots\dots (3.38) \end{aligned}$$

より φ_m を求めることができる。

以上の設計の手順を次に要約する。

(I) 所望の振幅分布関数を、(3.13) 式のように、有限項の級数で近似し、これを (3.14) 式のように因数分解する。

(II) (3.26) 式で $k=1$ と置き、 φ_0 すなわち電気光学結晶の方向を求める。

(III) (3.26) 式で $k=2, 3, \dots, m$ と置き、初段から $m-1$ 段目までの r_k 、すなわち偏光子の方向を求める。

(IV) (3.27) 式を用いて、初段から $m-1$ 段目までの φ_k すなわち、光学移相板の方向を求める。

(V) (3.28)式を用いて、初段から $m-1$ 段目までの b_k すなわち、光学移相板の移相量を求める。

(VI) (3.29)式を用いて、 p_k ($k=1, 2, \dots, m-1$)を求め、(V)で得られた b_k とともに、(3.30)式に代入し、 q を計算する。

(VII) (3.34)および(3.35)式から p_m を求め、これを(3.36)式に代入して b_m を求める。

(VIII) (3.37)式より r_m を、(3.38)式より φ_m を求める。

最後に、以上の取扱いによって得られる解の組の数について考察する。

第 k 段について考えると、(3.26)式から

$$\tan^2 \varphi_0 = R_1$$

$$\tan^2 (\varphi_0 - r_{k-1}) = R_k$$

$$\tan^2 (\varphi_0 - r_k) = R_{k+1}$$

なる3個の方程式が同時に成立していなければならない。しかし、これらの方程式は互いに独立で、各方程式は、正負の2つの解を持つから、結局8個の解が存在する。

3.4.3 応 用 例

上記の計算方法を用いた2つの例を以下に示す。

最初の例は、3.2および3.3で述べたLyotのフィルター形における2段の光走査器である。その振幅分布関数は、

$$\begin{aligned} C(x) &= \frac{1}{4} \{ 1 + \exp(-ix) \} \{ 1 + \exp(-i2x) \} \\ &= \frac{1}{4} \{ 1 + \exp(-ix) \} \{ i + \exp(-ix) \} \{ -i + \exp(-ix) \} \\ &\dots\dots\dots (3.39) \end{aligned}$$

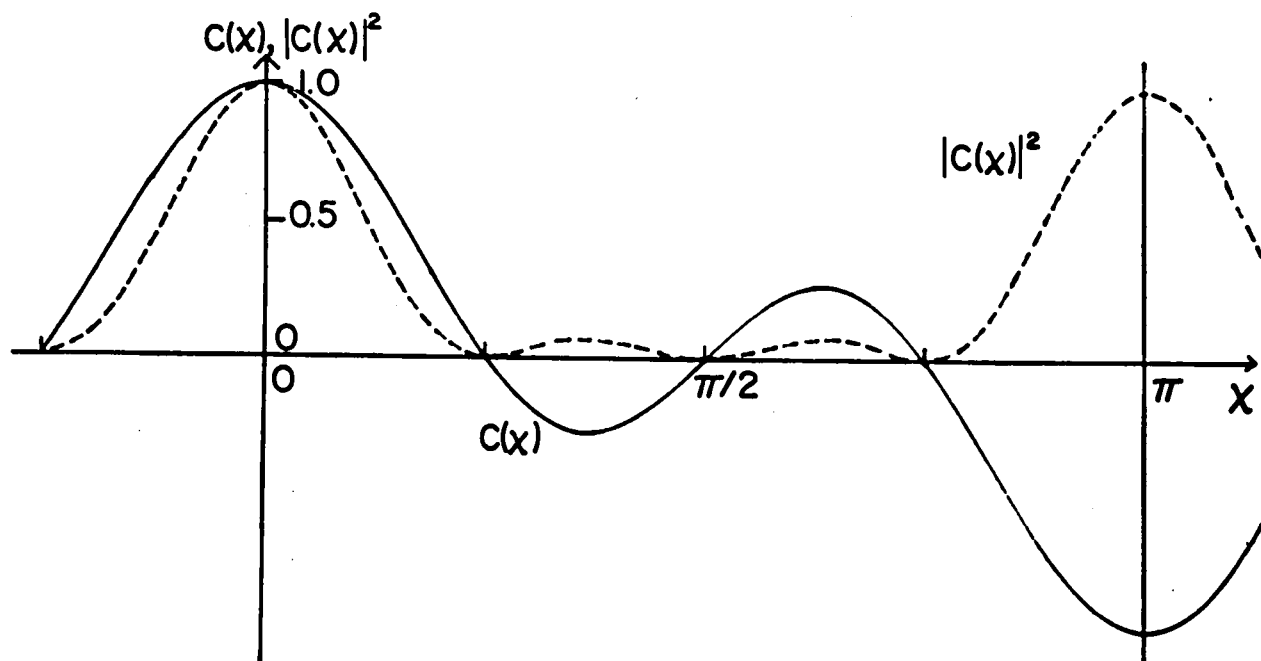
で与えられ、その振幅および強度分布は、3.21図のようになる。(3.39)式を(3.14)式と比べると、3段構成の必要があると考えられるが、 $\{ 1 + \exp(-i2x) \}$ なる項は、 $2x$ なる光学位相差、すなわち、長さ $2l$ および傾斜角 2θ なる結晶により1段で構成することができるので、全体では2段構成ですむ。(3.39)式を(3.14)式と比べることにより、

$$R_1 = R_2 = 1, \quad \alpha_1 = \alpha_2 = 0$$

となるから、これらを(3.26)式に代入すると、

$$\varphi_0 = \pm \pi/4, \quad r_1 = 0$$

なる解が得られる。



3.2.1 図 2 段の Lyot のフィルター形光走査器の振幅および強度分布

次に, φ_1 , φ_2 および b_1 , b_2 を決定する必要があるが, この例では, (3.2.7) および (3.2.8) 式の分母が零になるので, これらの式を使うことができない。そこで, (3.1.7) 式にまでもどって考えると, $k=1$ のとき, (3.1.7) 式は,

$$1 = \frac{(1/2)^2 - i \tan(b_1/2) \sin(\pi/4 - 2\varphi_1)}{(1/2)^2 - i \tan(b_1/2) \cos(\pi/4 - 2\varphi_1)}$$

となる。この式が満足される条件は $b_1 = 0$ または $\varphi_1 = 0$ である。すなわち, 補償板が不要であることを意味する。上記の手続きは, $k=2$ のときにも適用され, $b_2 = 0$ が得られ, これから $p_2 = 0$ となる。これを (3.3.7) 式に用いることにより, $r_2 = 0$ が得られる。

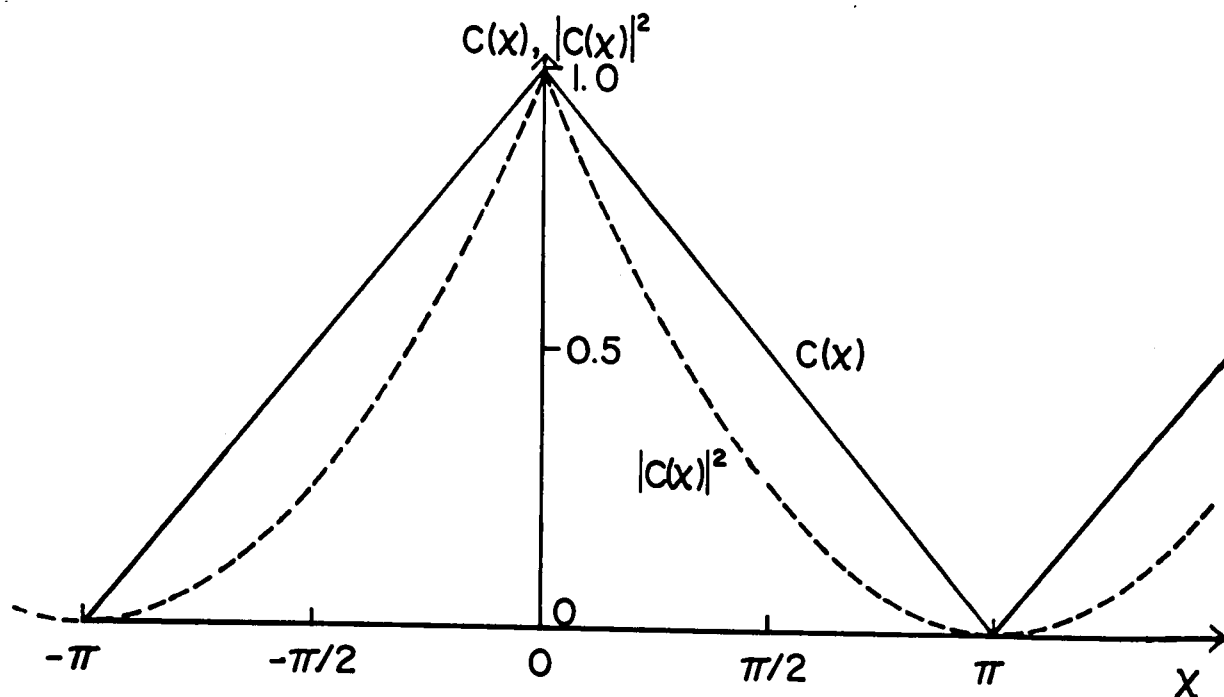
以上の結果は, 当然のことながら, 3.6 図(a)の初めの 2 段に相当する。

第 2 の例は 3.2.2 図に示されるように, 振幅分布が三角状の光走査器である。三角分布関数は,

$$K(x) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi^2} \left\{ \exp(ix) + \exp(-ix) \right\} + \frac{1}{9} \left\{ \exp(i3x) + \exp(-i3x) \right\} + \frac{1}{25} \left\{ \exp(i5x) + \exp(-i5x) \right\} \dots\dots\dots (3.40)$$

のように近似されるが, これに $\exp(-i5x)$ を乗じ, (3.1.3) 式の形にすると,

$$C(x) = \frac{2}{\pi^2} \left\{ \frac{1}{25} + \frac{1}{9} \exp(-i2x) + \exp(-i4x) + \frac{\pi^2}{4} \exp(-i5x) + \exp(-i6x) + \frac{1}{9} \exp(-i8x) + \frac{1}{25} \exp(-i10x) \right\} \dots\dots\dots (3.41)$$



3.22 図 三角分布を持つ振幅特性とその強度特性

となる。これを $\exp(-ix)$ について因数分解し、(3.14) 式と同じ形にすると、

$R_1 = 1.25697$	$\alpha_1 = \alpha_{10} = 0$
$R_2 = R_3 = 0.390720$	$\alpha_2 = -\alpha_3 = \alpha_6 = -\alpha_9$
$R_4 = R_5 = 0.420170$	$= 0.771253$
$R_6 = R_7 = 2.37999$	$\alpha_4 = -\alpha_5 = \alpha_8 = -\alpha_7$
$R_8 = R_9 = 2.55938$	$= 1.97027$
$R_{10} = 0.795566$	

となる。

設計手順の(Ⅳ)から(Ⅷ)の手順をそのまま用いれば、最終的に3.3表の結果を得る。ただし、この表に示してあるのは $\varphi_0 > 0$ の場合で、 $\varphi_0 < 0$ に対しても同じ数の組が存在する。

3.3 表 一般化された光走査器の設計方法 I に
より構成された三角分布の光走査器

$b_1 = 0.0,$ $\varphi_1 = \dots\dots\dots$ $r_1 = 16.26^\circ$	$0.0,$ $\dots\dots\dots$ $16.26^\circ,$	$0.0,$ $\dots\dots\dots$ $80.28^\circ,$	0.0 $\dots\dots\dots$ 80.28°
$b_2 = 0.7713,$ $\varphi_2 = 48.27^\circ,$ $r_2 = 16.26^\circ,$	$-2.3703,$ $48.27^\circ,$ $80.28^\circ,$	$-2.3703,$ $48.27^\circ,$ $16.26^\circ,$	0.7713 48.27° 80.28°
$b_3 = -0.8136,$ $\varphi_3 = 45.10^\circ,$ $r_3 = 15.32^\circ,$	$2.3767,$ $47.72^\circ,$ $15.32^\circ,$	$2.3767,$ $48.82^\circ,$ $81.22^\circ,$	-0.8136 51.44° 81.22°
$b_4 = 1.9703,$ $\varphi_4 = 48.27^\circ,$ $r_4 = 15.32^\circ,$	$-1.1713,$ $48.27^\circ,$ $81.22^\circ,$	$-1.1713,$ $48.27^\circ,$ $15.32^\circ,$	1.9703 48.27° 81.22°
$b_5 = -2.1242,$ $\varphi_5 = 32.29^\circ,$ $r_5 = -8.78^\circ,$	$1.7321,$ $20.44^\circ,$ $-8.78^\circ,$	$1.7321,$ $76.10^\circ,$ $105.32^\circ,$	-2.1242 64.66° 105.32°
$b_6 = 1.9703,$ $\varphi_6 = 48.27^\circ,$ $r_6 = -8.78^\circ,$	$-1.1713,$ $48.27^\circ,$ $105.32^\circ,$	$-1.1713,$ $48.27^\circ,$ $-8.78^\circ,$	1.9703 48.27° 105.32°
$b_7 = -1.9603,$ $\varphi_7 = 47.59^\circ,$ $r_7 = -9.72^\circ,$	$1.1495,$ $46.70^\circ,$ $-9.72^\circ,$	$1.1495,$ $49.84^\circ,$ $106.26^\circ,$	-1.9603 48.95° 106.26°
$b_8 = 0.7713,$ $\varphi_8 = 48.27^\circ,$ $r_8 = -9.72^\circ,$	$-2.3703,$ $48.27^\circ,$ $106.26^\circ,$	$-2.3703,$ $48.27^\circ,$ $-9.72^\circ,$	0.7713 48.27° 106.26°
$b_9 = 1.6121,$ $\varphi_9 = -12.88^\circ,$ $r_9 = 6.54^\circ,$	$2.4461,$ $57.58^\circ,$ $6.54^\circ,$	$2.4461,$ $38.96^\circ,$ $90.00^\circ,$	1.6121 109.42° 90.00°
$b_{10} = 0.0,$ $\varphi_{10} = \dots\dots\dots$ $r_{10} = 6.54^\circ$	$0.0,$ $\dots\dots\dots$ 6.54°	$0.0,$ $\dots\dots\dots$ 90.00°	0.0 $\dots\dots\dots$ 90.00°

$$\varphi_0 = 48.27^\circ, \quad r_0 = 0.0^\circ.$$

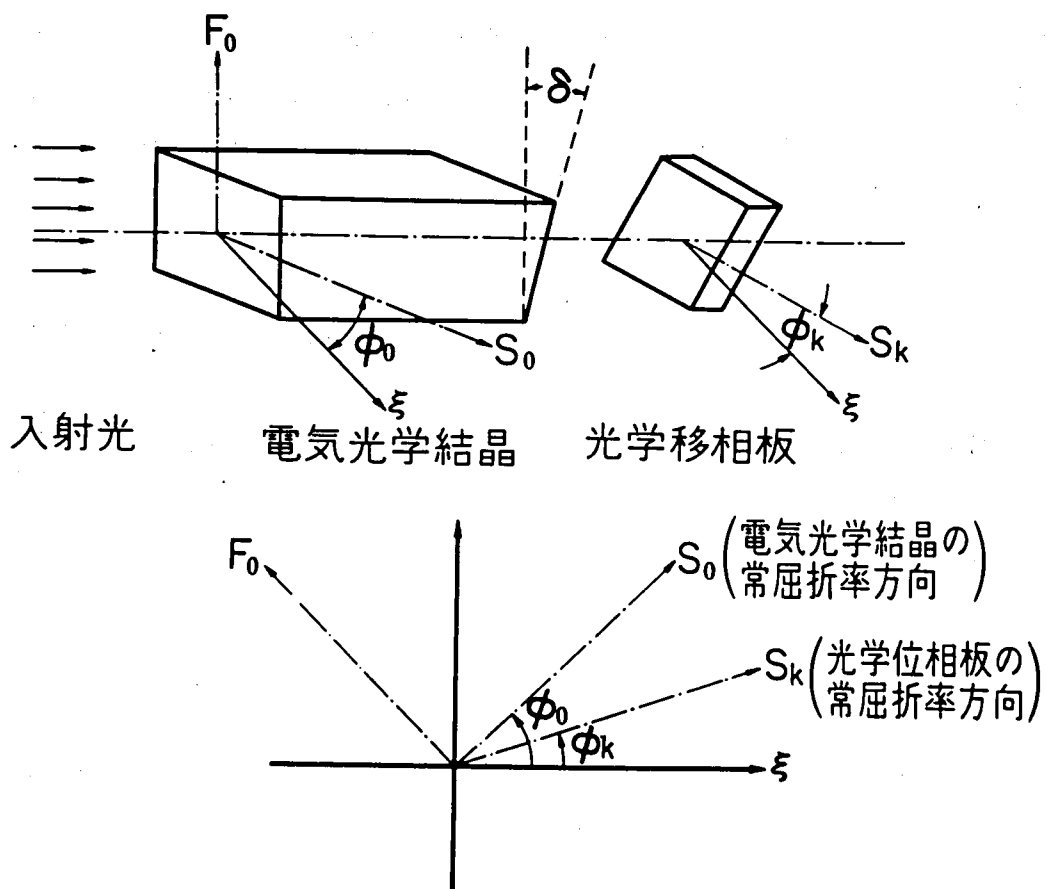
3.5 一般化された電気光学的光走査器Ⅱの設計方法⁽³⁻¹²⁾⁽³⁻¹³⁾

3.4 で述べた光走査器設計方法のほかに、別の一般化の方法が考えられる。この方法では、ユニットとして電気光学結晶と光学移相板のみから成るものを用いる。したがって、3.4 で述べた方法に比べて、偏光子および検光子による光損失が小さくなるので、一般には低損失となる。また、実用上、すべての段の光学移相板は、半波長板で置きかえられる。

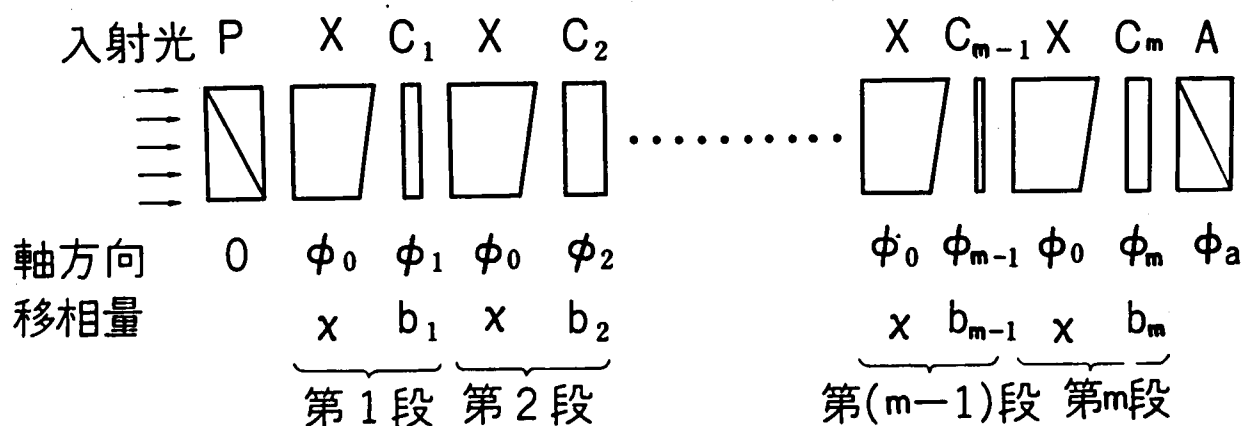
3.5.1 原理

各段のユニットは、3.2.3 図のように自然複屈折性の電気光学結晶と光学移相板から構成されている。電気光学結晶は結晶端面に傾斜を持ち、光ビームに空間的な位相変化を与えるものとする。傾斜角 θ および光学的位相差 χ は、(3.6) 式および (3.12) 式で表わされる。

電気光学結晶の常屈折率方向は、ある基準方向 (ξ 方向) から ϕ_0 の方向にあるものとし、この方向は、各段で共通である。一方、光学移相板の常屈折率方向は、各段で異なり、 k 段目において、 ξ 方向となす角を ϕ_k とする。また、その移相量も、一般には、各段で異なり、 k 段目の値を δ_k とする。



3.2.3 図 一般化された光走査器Ⅱの基本ユニット



P：偏光子, X：電気光学結晶, C：光学移相板, A：検光子

3.2 4 図 一般化された光走査器Ⅱの構成図

このようなユニットを多段用いて、光走査器を構成するときの模型図を3.2 4 図に示す。3. 4 で述べた方法と異なり、偏光子として最初に1枚、検光子として最後に1枚配置されるだけで、構成法が単純化され、損失も少なく、また経済的でもある。

設計に際して求めなければならない量は、電気光学結晶の方向 ϕ_0 、各段の光学移相板の方向 ϕ_k および移相量 b_k 、ならびに検光子の方向 ϕ_a である。ただし、偏光子の方向を基準方向（ ξ 方向）とする。いま、段数を m とすると、決定すべき量は $2(m+1)$ 個となる。

3.5.2 設 計 方 法

光ビームの振幅分布 C が与えられたとき、3. 4 で述べたのと同じようにして X の関数として展開し

$$C(X) = C_0 + C_1 \exp(-iX) + C_2 \exp(-i2X) + \dots + C_m \exp(-imX) \quad \dots\dots\dots (3.13)$$

のように表わされるものとする。ここで、 m は走査器の段数である。

簡単のために、

$$\begin{cases} \phi_0 = -\phi_0 \\ \phi_k = \phi_k - \phi_0 \\ \phi_a = \phi_a - \phi_m \end{cases} \quad \dots\dots\dots (3.42)$$

のように置くと、 k 段目のユニットにおけるジョーンズ行列は、

$$\begin{pmatrix} e^{-ib_k \cos \phi_k} & e^{-ib_k \sin \phi_k} \\ -\sin \phi_k & \cos \phi_k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\chi \cos \phi_{k-1}} & -e^{-i\chi \sin \phi_{k-1}} \\ \sin \phi_{k-1} & \cos \phi_{k-1} \end{pmatrix}$$

また、検光子では、

$$\begin{pmatrix} \cos \phi_a & \sin \phi_a \\ -\sin \phi_a & \cos \phi_a \end{pmatrix}$$

となるから、3.24図の m 段縦続の場合の特性は

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} C \\ D \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \phi_a & \sin \phi_a \\ -\sin \phi_a & \cos \phi_a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-ib_m \cos \phi_m} & e^{-ib_m \sin \phi_m} \\ -\sin \phi_m & \cos \phi_m \end{pmatrix} \\ &\times \begin{pmatrix} e^{-i\chi \cos \phi_{m-1}} & -e^{-i\chi \sin \phi_{m-1}} \\ \sin \phi_{m-1} & \cos \phi_{m-1} \end{pmatrix} \cdots \cdots \begin{pmatrix} e^{-ib_k \cos \phi_k} & e^{-ib_k \sin \phi_k} \\ -\sin \phi_k & \cos \phi_k \end{pmatrix} \\ &\times \begin{pmatrix} e^{-i\chi \cos \phi_{k-1}} & -e^{-i\chi \sin \phi_{k-1}} \\ \sin \phi_{k-1} & \cos \phi_{k-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-ib_{k-1} \cos \phi_{k-1}} & e^{-ib_{k-1} \sin \phi_{k-1}} \\ -\sin \phi_{k-1} & \cos \phi_{k-1} \end{pmatrix} \\ &\cdots \cdots \times \begin{pmatrix} e^{-ib_1 \cos \phi_1} & e^{-ib_1 \sin \phi_1} \\ -\sin \phi_1 & \cos \phi_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\chi \cos \phi_0} & -e^{-i\chi \sin \phi_0} \\ \sin \phi_0 & \cos \phi_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &\cdots \cdots (3.43) \end{aligned}$$

となる。ここに、 C は出力成分、 D は検光子で阻止される成分である。この行列式の積を求めると、 C は

$$C(\chi) = K_0 + K_1 \exp(-i\chi) + K_2 \exp(-i2\chi) + \cdots + K_m \exp(-im\chi) \quad \cdots \cdots (3.44)$$

と表わされる。ここに、 K_k ($k=0, 1, 2, \cdots, m$) は複素数で、 b_k ($k=1, 2, \cdots, m$)、 ϕ_k ($k=0, 1, 2, \cdots, m$) および ϕ_a の関数である。(3.44)式を(3.13)式と比べると、

$$C_k = K_k \quad (k=0, 1, 2, \cdots, m)$$

となり、実数部と虚数部から $2(m+1)$ 個の方程式が得られる。未知数の数も $2(m+1)$ 個であったから、これらの連立方程式を解けば解が得られる。

しかし、この連立方程式は、原理的には解けるが、実際に解くことはきわめて困難である。このため、Amannらによって展開された別の方法(3-16)~(3-18)、すなわち、複屈折を持つ結晶の光伝送特性の取り扱いにインパルス応答の考えをとりいれた方法を用いる。

複屈折性の結晶に光インパルスを入れたとき、常光線として伝搬するインパルスと異常光線として伝搬するインパルスは、屈折率の差のために時間的に分離されて出てくる。その時間差は、

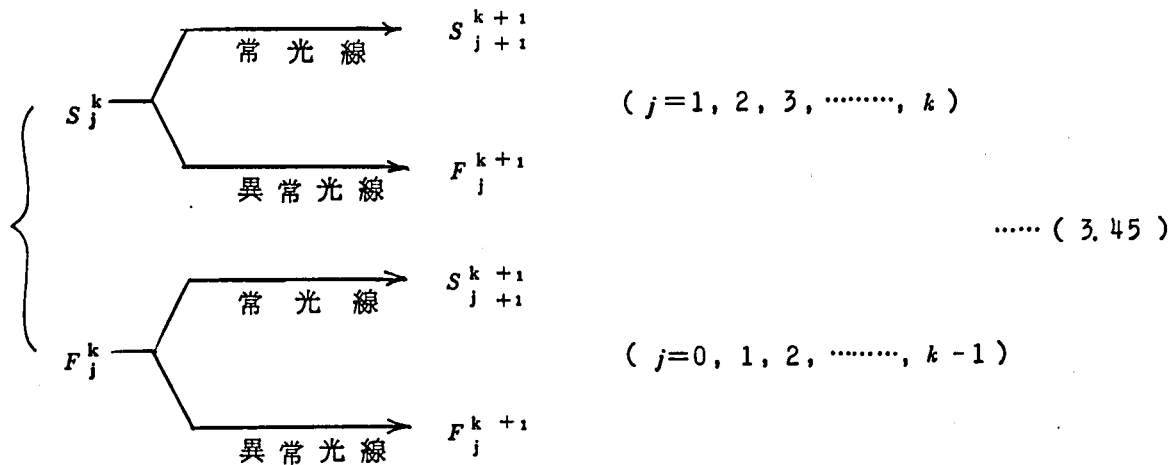
結晶の長さを l とするとき、

$$\Delta\tau = (n_o - n_e) l / c$$

で与えられる。 $n_o > n_e$ のような負結晶を用いたときには、常光線としてのインパルス出力が、異常光線のものより遅れるが、以後の取り扱いでは、このような結晶について考察を進める。

$n_o < n_e$ なる正結晶の場合には、3.23図で、電気光学結晶の異常屈折率方向と ξ 方向のなす角を ϕ と考えればよい。

このような考え方を応用すると、 k 個のユニットを通過したとき、一般に 2^k 個のインパルスが生じる。しかし、各ユニットでの時間遅れ $\Delta\tau$ がすべて等しいときには、出力パルス数は $(k+1)$ 個となる。いま、 k 番目のユニットの常光線としての出力のうち j 番目のものを S_j^k 、異常光線としての出力のうち j 番目のものを F_j^k と表わすとき、 $(k+1)$ 番目のユニットの出力は次のようになる。



ここで、 S_0^k や F_k^k に相当するインパルスは存在しないので、 $S_0^k = F_k^k \equiv 0$ である。

いま、計算の都合上、 $k+1$ 番目の電気光学結晶と k 番目の光学移相板を1ユニットと考えると、そのジョーンズ行列は、

$$\begin{pmatrix} e^{-i\chi} \cos \phi_k & -e^{-i\chi} \sin \phi_k \\ \sin \phi_k & \cos \phi_k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-ib_k} \cos \phi_k & e^{-ib_k} \sin \phi_k \\ -\sin \phi_k & \cos \phi_k \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} (c_k^2 e^{-ib_k + s_k^2}) e^{-i\chi} & c_k s_k (e^{-ib_{k-1}}) e^{-i\chi} \\ c_k s_k (e^{-ib_{k-1}}) & s_k^2 e^{-ib_k + c_k^2} \end{pmatrix} \\ (k=1, 2, \dots, m-1) \quad \dots (3.46)$$

となり、また、最終段の光学移相板と検光子を組み合わせたものは、

$$\begin{pmatrix} \cos\phi_a & \sin\phi_a \\ -\sin\phi_a & \cos\phi_a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-ib_m}\cos\phi_m & e^{-ib_m}\sin\phi_m \\ -\sin\phi_m & \cos\phi_m \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} c_a c_m e^{-ib_m - s_a s_m} & c_a s_m e^{-ib_m + s_a c_m} \\ -s_a c_m e^{-ib_m - c_a s_m} & -s_a s_m e^{-ib_m + c_a c_m} \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (3.47)$$

となる。ただし、 $c_k = \cos\phi_k$, $s_k = \sin\phi_k$, $c_a = \cos\phi_a$ および $s_a = \sin\phi_a$ である。
(3.46) 式および (3.47) 式を用いると、(3.43) 式は、次のように書き直される。

$$\begin{pmatrix} C \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_a c_m e^{-ib_m - s_a s_m} & c_a s_m e^{-ib_m + s_a c_m} \\ -s_a c_m e^{-ib_m - c_a s_m} & -s_a s_m e^{-ib_m + c_a c_m} \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} (c_{m-1}^2 e^{-ib_{m-1} + s_{m-1}^2}) e^{-i\chi} & s_{m-1} c_{m-1} (e^{-ib_{m-1} - 1}) e^{-i\chi} \\ s_{m-1} c_{m-1} (e^{-ib_{m-1} - 1}) & s_{m-1}^2 e^{-ib_{m-1} + c_{m-1}^2} \end{pmatrix} \dots\dots\dots \\ \dots\dots\dots \begin{pmatrix} (c_k^2 e^{-ib_k + s_k^2}) e^{-i\chi} & s_k c_k (e^{-ib_k - 1}) e^{-i\chi} \\ s_k c_k (e^{-ib_k - 1}) & s_k^2 e^{-ib_k + c_k^2} \end{pmatrix} \dots\dots\dots \\ \dots\dots\dots \begin{pmatrix} (c_1^2 e^{-ib_1 + s_1^2}) e^{-i\chi} & s_1 c_1 (e^{-ib_1 - 1}) e^{-i\chi} \\ s_1 c_1 (e^{-ib_1 - 1}) & s_1^2 e^{-ib_1 + c_1^2} \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} c_0 e^{-i\chi} & -s_0 e^{-i\chi} \\ s_0 & c_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (3.48)$$

次に、このような $k+1$ 番目の電気光学結晶と k 番目の光学移相板をユニットとし、常光線は異常光線より χ だけ遅れることを考慮すると、(3.45) 式は次のようになる。

$$\left\{ \begin{array}{l} S_j^k \begin{cases} \text{常 光 線} \\ \text{異 常 光 線} \end{cases} \\ F_j^k \begin{cases} \text{常 光 線} \\ \text{異 常 光 線} \end{cases} \end{array} \right. \begin{array}{l} S_{j+1}^{k+1} = (c_k^2 e^{-ib_k + s_k^2}) e^{-i\chi} \cdot S_j^k \\ F_j^{k+1} = s_k c_k (e^{-ib_k - 1}) \cdot S_j^k \\ S_{j+1}^{k+1} = s_k c_k (e^{-ib_k - 1}) e^{-i\chi} \cdot F_j^k \\ F_j^{k+1} = (s_k^2 e^{-ib_k + c_k^2}) \cdot F_j^k \end{array} \quad \begin{array}{l} (j=1, 2, \dots, k) \\ (j=0, 1, \dots, k-1) \end{array} \quad \dots\dots\dots (3.49)$$

これを行列で表わすと、最初の電気光学結晶では、

$$\begin{pmatrix} S_1^1 \\ F_0^1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e_0 \\ s_0 \end{pmatrix}$$

2番目のユニットに対しては、

$$\begin{pmatrix} S_2^2 \\ S_1^2 \\ F_1^2 \\ F_0^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1^2 e^{-ib_1} + s_1^2 & 0 \\ 0 & s_1 c_1 (e^{-ib_1} - 1) \\ s_1 c_1 (e^{-ib_1} - 1) & 0 \\ 0 & s_1^2 e^{-ib_1} + c_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_1^1 \\ F_0^1 \end{pmatrix}$$

$k+1$ 番目のユニットに対しては、

$$\begin{pmatrix} S_{k+1}^{k+1} \\ S_k^{k+1} \\ S_{k-1}^{k+1} \\ \vdots \\ S_3^{k+1} \\ S_2^{k+1} \\ S_1^{k+1} \\ F_k^{k+1} \\ F_{k-1}^{k+1} \\ \vdots \\ F_2^{k+1} \\ F_1^{k+1} \\ F_0^{k+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_k & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_k & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & B_k & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & A_k & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & B_k & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & A_k & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & B_k & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & A_k & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & B_k & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & B_k \\ B_k & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & B_k & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & A'_k & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & B_k & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & A_k & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & B_k & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & A'_k & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 & A'_k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_k^k \\ S_{k-1}^k \\ S_{k-2}^k \\ \vdots \\ S_2^k \\ S_1^k \\ F_{k-1}^k \\ F_{k-2}^k \\ F_{k-3}^k \\ \vdots \\ F_2^k \\ F_1^k \\ F_0^k \end{pmatrix}$$

↑
 k 行

$$(k=1, 2, \dots, m-1)$$

..... (3.50)

となる。ただし、 A_k 、 B_k および A'_k は、

$$\begin{aligned} A_k &= c_k^2 e^{-ib_k + s_k^2} \\ B_k &= s_k c_k (e^{-ib_k} - 1) \\ A'_k &= s_k^2 e^{-ib_k + c_k^2} \end{aligned}$$

である。

以上、複屈折結晶における光伝送特性をインパルス応答で取り扱う方法を簡単に述べたが、これらの結果から(3.50)式の S_{k+1}^k , S_k^{k+1} , \dots , S_1^{k+1} , F_{k+1}^k , F_{k+1}^{k+1} , \dots , F_0^{k+1} を C および D と関係づけ、 $2(m+1)$ 個の未知量を決定する。このためには、 D についても(3.13)式と類似の展開をしたときの係数 D_k が必要となる。いま、 C の最大値が1となるように規格化すると、

$$|D(x)|^2 = 1 - |C(x)|^2 = |D_0 + D_1 \exp(-ix) + D_2 \cdot \exp(-i2x) + \dots + D_m \cdot \exp(-imx)|^2 \quad \dots\dots (3.51)$$

のように書ける。 D_k ($k=0, 1, 2, \dots, m$) の値は、付録Dに述べる方法によって求められる(3-16), (3-19)。

なお、 C_k および D_k は、一般には複素数であるが、その場合の取扱いは複雑なので、 C_k および D_k は実数であるように選ぶものとする。実用上では、この仮定は十分である。

これまで述べたことを基礎にして、次のような演算を行えば、各未知量を決定することができる。

最終段の電気光学結晶を出た光、 S_j^m および F_j^m は、最終段の光学移相板と検光子から成る系を通過した後では、 C_j および D_j となる。したがって、次の関係が成立する。

$$\begin{pmatrix} S_j^m \\ F_j^m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_a c_m e^{ibm} - s_a s_m & -s_a c_m e^{ibm} - c_a s_m \\ c_a s_m e^{ibm} + s_a c_m & -s_a s_m e^{ibm} + c_a c_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_j \\ D_j \end{pmatrix} \quad \dots\dots (3.52)$$

しかし、 $S_0^m = F_0^m = 0$ であるから、これを上式に代入すると、最も簡単な解として

$$\begin{cases} b_m = 0 \\ \tan(\phi_a + \phi_m) = \tan(\phi_a - \phi_0) = C_0 / D_0 = -D_m / C_m \end{cases} \quad \dots\dots (3.53)$$

が得られる。これから、最終段の光学移相板は不要であり、かつ、検光子の透過方向と電気光学結晶の常屈折率方向の間の角も与えられることがわかる。

また、(3.53)式を(3.52)式に代入すると、

$$\begin{pmatrix} S_j^m \\ F_j^m \end{pmatrix} = \frac{1}{(C_0^2 + D_0^2)^{1/2}} \begin{pmatrix} D_0 & -C_0 \\ C_0 & D_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_j \\ D_j \end{pmatrix} \quad \dots\dots (3.54)$$

となり、 S_j^m および F_j^m を求めることができる。

ところで、(3.50)式で右辺の S_k^k , S_{k-1}^k , \dots , S_2^k , S_1^k , F_{k-1}^k , F_{k-2}^k , \dots , F_0^k を未知数と考えると、この式は、 $2k$ 個の未知数に関する $2(k+1)$ 個の連立方程式を表わしている。

この連立方程式が解を持つためには、(3.50)式の $2(k+1) \times 2k$ の行列の位数が $2k$ でなければならない。この条件を満足するためには、

$$\begin{aligned} \frac{S_{k+1}^{k+1}}{F_k^{k+1}} &= \frac{A_k}{B_k} = \frac{c_k^2 \exp(-i b_k) + s_k^2}{c_k s_k \{\exp(-i b_k) - 1\}} \\ &= \frac{\cos(b_k/2) - i \sin(b_k/2) \cos 2\phi_k}{-i \sin(b_k/2) \sin 2\phi_k} \quad \dots\dots (3.55) \\ &\quad (k=1, 2, \dots, m-1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{S_1^{k+1}}{F_0^{k+1}} &= \frac{B_k}{A'_k} = \frac{c_k s_k \{\exp(-i b_k) - 1\}}{s_k^2 \exp(-i b_k) + c_k^2} \\ &= \frac{-i \sin(b_k/2) \sin 2\phi_k}{\cos(b_k/2) + i \sin(b_k/2) \cos 2\phi_k} \quad \dots\dots (3.56) \\ &\quad (k=1, 2, \dots, m-1) \end{aligned}$$

が成立すればよい。

これらの各式の両辺の実数部および虚数部を等しく置くことにより、それぞれ、2個の式が得られるが、これは、 b_k および ϕ_k に関する連立方程式を形成する。したがって、これらを解くことにより、光学移相板の移相量および方向が求められる。

(3.54)式から、 S_m^m 、 F_{m-1}^m および S_1^m 、 F_0^m が得られるから、これらを(3.55)および(3.56)式に代入すると、 b_{m-1} および ϕ_{m-1} が得られる。

しかし、 C_k および D_k は実数であると仮定したのでこれから得られる S_m^m 、 F_{m-1}^m などとも実数である。したがって、(3.55)および(3.56)式の右辺も実数であるべきである。右辺が実数であるための条件は、

$$\begin{aligned} b_{m-1} &= \pi \\ \cot 2\phi_{m-1} &= S_m^m / F_{m-1}^m = -F_0^m / S_1^m \quad \dots\dots (3.57) \end{aligned}$$

である。この結果から、 $m-1$ 段目の光学移相板は半波長板であり、その方向 ϕ_{m-1} も与えられることがわかる。

この後、同様の計算をくり返せばよいが、 b_{k-1} および ϕ_{k-1} を(3.55)および(3.56)式から決定するには、 S_k^k 、 F_{k-1}^k 、 S_1^k および F_0^k の値が必要である。これを求める方法を次に述べる。

(3.50)式は、

$$\begin{cases} S_{j+1}^{k+1} = A_k S_{j-1}^k + B_k F_{j-1}^k \\ F_{j+1}^{k+1} = B_k S_{j-1}^k + A'_k F_{j-1}^k \end{cases} \quad \left(\begin{matrix} k=1, 2, \dots, m-1 \\ j=2, 3, \dots, k \end{matrix} \right) \quad \dots\dots (3.58)$$

とも表わされるから、これを S_{j-1}^k および F_{j-1}^k について解き、簡単な演算を行なうと、

$$S_{j-1}^k = i \exp(i b_k / 2) \cdot \frac{F_k^{k+1}}{|F_k^{k+1}|} \cdot \frac{F_k^{k+1} * F_{j-1}^{k+1} + S_{k+1}^{k+1} * S_j^{k+1}}{(|F_k^{k+1}|^2 + |S_{k+1}^{k+1}|^2)^{1/2}} \dots\dots\dots (3.59)$$

$$F_{j-1}^k = i \exp(i b_k / 2) \cdot \frac{F_k^{k+1} *}{|F_k^{k+1}|} \cdot \frac{F_k^{k+1} S_j^{k+1} - S_{k+1}^{k+1} F_{j-1}^{k+1}}{(|F_k^{k+1}|^2 + |S_{k+1}^{k+1}|^2)^{1/2}} \dots\dots\dots (3.60)$$

が得られる。ここで、*は複素共役を意味する。

(3.53) および (3.54) 式から、 S_j^m および F_j^m が実数であり、 $b_m = \pi$ であるから、(3.59) および (3.60) 式から得られる S_{j-1}^{m-1} および F_{j-1}^{m-1} はすべて実数となる。したがって前と同様にして、

$$\begin{cases} b_{m-2} = \pi \\ \cot 2 \phi_{m-2} = S_{m-1}^{m-1} / F_{m-2}^{m-1} = -F_0^{m-1} / S_1^{m-1} \end{cases}$$

となる。以下、同様にして、

$$\begin{cases} b_k = \pi \\ \cot 2 \phi_k = S_{k+1}^{k+1} / F_k^{k+1} = -F_0^{k+1} / S_1^{k+1} \end{cases} \dots\dots\dots (3.61)$$

($k=1, 2, \dots, m-1$)

となり、すべての光学移相板は半波長板であることがわかる。

なお、(3.59) および (3.60) 式を行列の形で表現すると、

$$\begin{pmatrix} F_0^k \\ F_1^k \\ \vdots \\ F_j^k \\ \vdots \\ F_k^k \end{pmatrix} = \frac{F_k^{k+1} / |F_k^{k+1}|}{(|F_k^{k+1}|^2 + |S_{k+1}^{k+1}|^2)^{1/2}} \begin{pmatrix} F_0^{k+1} & S_1^{k+1} \\ F_1^{k+1} & S_2^{k+1} \\ \vdots & \vdots \\ F_j^{k+1} & S_{j+1}^{k+1} \\ \vdots & \vdots \\ F_k^{k+1} & S_{k+1}^{k+1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_{k+1}^{k+1} \\ -F_k^{k+1} \end{pmatrix}$$

\dots\dots\dots (3.62)

および

$$\begin{pmatrix} S_0^k \\ S_1^k \\ \vdots \\ S_j^k \\ \vdots \\ S_k^k \end{pmatrix} = \frac{-F_k^{k+1} / |F_k^{k+1}|}{(|F_k^{k+1}|^2 + |S_{k+1}^{k+1}|^2)^{1/2}} \begin{pmatrix} F_0^{k+1} & S_1^{k+1} \\ F_1^{k+1} & S_2^{k+1} \\ \vdots & \vdots \\ F_j^{k+1} & S_{j+1}^{k+1} \\ \vdots & \vdots \\ F_k^{k+1} & S_{k+1}^{k+1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_k^{k+1} \\ S_{k+1}^{k+1} \end{pmatrix} \quad \text{..... (3.63)}$$

となる。

最後に、 ϕ_0 すなわち φ_0 を決定する。これは、 F_0^1 および S_1^1 を求めれば、

$$\tan \phi_0 = -\tan \varphi_0 = F_0^1 / S_1^1 \quad \text{..... (3.64)}$$

から得られる。

以上で、すべての量が決定されたことになるが、ある分布関数が与えられたときに、これを実現する方法の数について考察する。その数は、 D_k の組の数によって定まるが、 D_k は、付録 D に述べたように $|D(Y)|^2 = 0$ 、または $|D(X)|^2 = 0$ の根に依存する。いま、 $|D(Y)|^2 = 0$ の根のうち、複素根の数(偶数)を N とし、また $Y = \pm 2$ となる根の数を N' とするとき、異なる組合せの数は、

$$2^{m - N/2 - N' + 1} \quad \text{..... (3.65)}$$

である。

次に、これまで述べた設計手順を要約する。

- (I) 所望の振幅分布関数を、(3.13) 式のような形に展開し、同時に付録 D で述べた方法に従って、 $D(x)$ の係数 D_k を求める。
- (II) (3.53) 式から、 $\varphi_a - \varphi_0$ を求める。
- (III) (3.54) 式から、 S_m^m 、 F_{m-1}^m または S_1^m 、 F_0^m を求め、(3.57) 式に代入して、 ϕ_{m-1} を決定する。
- (IV) (3.62) および (3.63) 式から、 F_{m-2}^{m-1} および S_{m-1}^{m-1} を決定し、これを (3.61) 式に代入し ϕ_{m-2} を求める
- (V) 順次、(IV) の手続きをくりかえし、 ϕ_k ($k = m-3, m-4, \dots, 2, 1$) を求める。
- (VI) (3.64) 式から φ_0 を決定し、(III)~(V) で得られた $\varphi_a - \varphi_0$ および ϕ_k から φ_k を求める。
- (VII) $b_m = 0$ 、 $b_k = \pi$ ($k = m-1, m-2, \dots, 2, 1$) とおく。

3.5.3 応 用 例

3.4.3 で述べた同じ例に、第2の設計方法を適用する。

最初の例は、2段の Lyot のフィルター形の光走査器である。この場合の振幅分布は、(3.39) 式で表わされるが、これに対応する $|D(x)|^2$ は、

$$\begin{aligned} |D(x)|^2 = 1 - |C(x)|^2 = & -\frac{1}{16} \exp(i3x) - \frac{1}{8} \exp(i2x) \\ & -\frac{3}{16} \exp(ix) + \frac{3}{4} - \frac{3}{16} \exp(-ix) - \frac{1}{8} \exp(-i2x) \\ & -\frac{1}{16} \exp(-i3x) \end{aligned}$$

となる。 $\exp(ix) = X$, $Y = X + 1/X$ とおくと、

$$|D|^2 = -\frac{Y^3}{16} - \frac{Y^2}{8} + 1$$

となり、 $|D|^2 = 0$ の根として、

$$Y_1 = 2$$

$$X_1 = 1$$

$$Y_2 = -2(1-i)$$

$$X_2 = -\sqrt{-i} (\sqrt{2} \mp \sqrt{2-i})$$

$$Y_3 = -2(1+i)$$

$$X_3 = -\sqrt{i} (\sqrt{2} \mp \sqrt{2+i})$$

が得られる。

付録 D の手続きに従って、 d_k ($k=0, 1, 2, 3$) を求めると、

$$d_0 = -0.119726$$

$$d_1 = -0.307971$$

$$d_2 = -0.572303$$

$$d_3 = 1$$

または、

$$d_0 = -8.35241$$

$$d_1 = 4.78011$$

$$d_2 = 2.57230$$

$$d_3 = 1$$

が得られる。

$|D(Y)|^2 = 0$ には、複素根が2個、等根が1対あるから、(3.65) 式に、 $N=2$, $N'=1$ および $m=3$ を代入することにより、 D_k の可能な組合せの数は、4となる。

上記の d_k に対応して、実際に D_k の組を求めると、

$$\left\{ \begin{array}{l} D_0 = \mp 0.0865036 \\ D_1 = \mp 0.222513 \\ D_2 = \mp 0.413496 \\ D_3 = \pm 0.722513 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} D_0 = \mp 0.722513 \\ D_1 = \pm 0.413496 \\ D_2 = \pm 0.222513 \\ D_3 = \pm 0.0865036 \end{array} \right.$$

となる。

$$D_0 = -0.0865036, \quad D_1 = -0.222513$$

$$D_2 = -0.413496, \quad D_3 = +0.722513$$

なる組に対しては、設計手順を忠実に実行することにより、

$$b_1 = b_2 = \pi, \quad b_3 = 0$$

$$\varphi_0 = 19.08^\circ, \quad \varphi_1 = 32.04^\circ, \quad \varphi_2 = 6.13^\circ$$

$$\varphi_a = -51.83^\circ$$

となる。一方、

$$D_0 = -0.722513, \quad D_1 = 0.413496$$

$$D_2 = 0.222513, \quad D_3 = 0.0865036$$

なる組に対しては、

$$b_1 = b_2 = \pi, \quad b_3 = 0$$

$$\varphi_0 = 70.92^\circ, \quad \varphi_1 = 57.96^\circ, \quad \varphi_2 = 83.87^\circ,$$

$$\varphi_a = 51.83^\circ$$

となる。

また、他の2組に対応する値は、上記の φ_0 , φ_1 , φ_2 および φ_a の値の負の値をとればよい。

第2の例、すなわち、三角形の振幅分布の場合には、その分布関数は、(3.41)式で与えられ、これに対応する $|D(Y)|^2$ は、

$$\begin{aligned} |D(Y)|^2 = & -\frac{4}{\pi^4} \left(\frac{Y^{10}}{625} - \frac{8Y^8}{1125} + \frac{782Y^6}{10125} + \frac{\pi^2 Y^4}{50} - \frac{104Y^2}{675} \right. \\ & \left. - \frac{2\pi^2 Y^3}{45} + \frac{169Y^2}{225} + \frac{13\pi^2 Y}{30} \right) + \frac{3}{4} \end{aligned}$$

で与えられる。 $|D(Y)|^2 = 0$ の根およびこれに対応する X の値を3.4表に示す。 $|D(Y)|^2 = 0$ は、8個の複素根と2個の実根を持つが、 $Y = \pm 2$ なる根は存在しない。したがって、(3.65)式で、 $N = 8$, $N' = 0$ となり、可能な組み合わせの数は128である。いま、そのうちの1例を示すと、 D_k は、

3.4 表 三角分布を持つ光走査器における $|D(Y)|^2=0$ および $|D(X)|^2=0$
の根 (この根から128通りの組合せがえられる。)

	Y_k	X_k	$1/X_k$
$k = 1$	2.05253	1.25697	0.79557
$k = 2$	-2.80384	-0.41938	-2.38446
$k = 3$	$1.08907 + i1.80552$	$0.92565 + i2.19261$	$0.16342 - i0.38709$
$k = 4$	$1.08907 - i1.80552$	$0.92565 - i2.19261$	$0.16342 + i0.38709$
$k = 5$	$-1.08070 + i2.45273$	$-0.11218 - i0.32132$	$-0.96852 + i2.77405$
$k = 6$	$-1.08070 - i2.45273$	$-0.11218 + i0.32132$	$-0.96852 - i2.77405$
$k = 7$	$-2.11533 + i1.51163$	$-0.28016 - i0.27234$	$-1.83517 + i1.78398$
$k = 8$	$-2.11533 - i1.51163$	$-0.28016 + i0.27234$	$-1.83517 - i1.78398$
$k = 9$	$2.48262 + i1.73896$	$2.22978 + i1.96136$	$0.25284 - i0.22241$
$k = 10$	$2.48262 - i1.73896$	$2.22978 - i1.96136$	$0.25284 + i0.22241$

$$\begin{aligned}
 D_0 &= -0.5531094 \times 10^{-2} & D_1 &= -0.3519861 \times 10^{-1} \\
 D_2 &= -0.1314751, & D_3 &= -0.2650086 \\
 D_4 &= -0.2192773, & D_5 &= 0.245062 \\
 D_6 &= 0.4511530, & D_7 &= -0.4567066 \\
 D_8 &= 0.2646903, & D_9 &= -0.7559295 \times 10^{-1} \\
 D_{10} &= 0.1187867 \times 10^{-1}
 \end{aligned}$$

となり, これに対応する光学位相板の方向および移相量は次のようになる。

$$\begin{aligned}
 b_{10} &= 0, \quad b_9 = b_8 = b_7 = b_6 = \dots = b_2 = b_1 = \pi \\
 \varphi_0 &= -34.31^\circ \\
 \varphi_1 &= \varphi_9 = -69.98^\circ, \quad \varphi_2 = \varphi_8 = -23.74^\circ \\
 \varphi_3 &= \varphi_7 = -5.54^\circ, \quad \varphi_4 = \varphi_6 = -59.17^\circ \\
 \varphi_5 &= -47.19^\circ \\
 \varphi_a &= -90.00^\circ
 \end{aligned}$$

3.6 結 言

- (1) 電気光学効果と自然複屈折を示す結晶を用いた、新しい原理に基づく光走査器を開発した。
この光走査器は、結晶端面に傾斜を持つ構造を有し、のこぎり波電圧を加えることにより、時間的および空間的に、光の位相を制御し、連続的な光走査を可能にする。
- (2) Lyot のフィルターの原理を適用し、効果的に、解像度を改善する方法を示し、かつ、これを実現するためのいくつかの方法を提案した。
- (3) 電気光学結晶と、くさび形の位相補償板から構成される、分離形光走査器の構成方法を示し、非分離形にくらべて、いくつか有利な点を指摘した。
- (4) 実際に、45度ZカットKDP結晶および45度ZカットDKDP結晶を用いた光走査器を構成した。その特性を測定し、さらに光変調と組み合わせた実験を行なった結果、理論的予測と一致することを確認した。
- (5) 上記の原理に基づいた光走査器の設計方法を一般化し、任意の強度分布を持つ光ビームを走査できるように拡張した。その第1の方法は、偏光子、電気光学結晶、光学移相板および検光子から成るユニットを多段構成したものであり、各素子の方向および光学移相板の移相量を、与えられた空間分布にしたがって、決定する。
- (6) 第2の方法は、電気光学結晶と半波長板をユニットとし、多段縦続したものを偏光子と検光子の間に挿入した構成になっている。決定すべき量は、半波長板および検光子の方向である。
- (7) 一般化された第1の方法と第2の方法を比較すると、第1の方法は、直観的あるいは具体的で、実験などの調整には便利であろうと考えられる。これに対し、第2の方法は、各段に、偏光子や検光子を含んでいないので、光損失の点で有利である。また、すべての光学移相板が半波長板であるということも設計上便利である。

後編 非線形光学現象を用いた波長変換

第4章 沃素酸リチウム(LiIO_3)結晶の非線形光学特性

4.1 序 言

非線形光学現象を応用するためには、すぐれた非線形光学結晶の開発が不可欠な要素である。このため、この数年、 $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ や LiNbO_3 を始めとするいくつかのすぐれた非線形光学結晶が開発され、現在もその努力は続けられている。 LiIO_3 結晶は、これらの結晶の中でも最も新しいものの1つであり、1968年に、NathおよびHaussühlによって水溶液から比較的大きな結晶が育成され、その非線形光学特性がかなり大きいことが発見された(4-1), (4-2)。また、NHKの総合技術研究所でも、1969年末に、この結晶の育成に成功した(4-3)~(4-5)。ここでは、この結晶の2次および3次の非線形光学特性について述べる(4-6)~(4-9)。

始めに、 LiIO_3 結晶を用いて、第2高調波発生および和周波発生の実験を行ない、KDP結晶を用いた結果と比較することにより、2次の非線形光学係数の値を評価した。その結果、 LiIO_3 結晶の2次非線形光学係数 d_{31} は、KDPの d_{31} の約9.3倍の値を示し、Kleinmanの対称条件(4-10)が成立するとき消失する係数 d_{14} が0でない値を持つことがわかった。したがって、 LiIO_3 結晶では、Kleinmanの対称条件が厳密には成立していないといえる(4-6), (4-8)。

Kleinmanの対称条件は、結晶の分散がないという前提で得られたものであるが、実際の結晶では多少の分散があるので、非線形光学現象に関与する波長が異なるとき、非線形光学係数の値も異なることが予想される。このため、 LiIO_3 の分散特性を測定するとともに、第2高調波発生と和周波発生の実験を行ない、各場合における LiIO_3 結晶の非線形光学係数の比 d_{14}/d_{31} を求めた。その結果、この比は、関与する波長が異なる2つの場合に対して、異なる値を示すことがわかった。

実験には、くりかえし形QスイッチNd:YAGレーザーを用いたが、このレーザーは、6.2.1で示すように、波長 1.064μ 、くりかえし周波数50Hzまたは25Hzで動作させたとき、パルス幅22nsec、尖頭出力約1.5MWなる特性を持っている。レーザー出力は、共振器内にブリュースター角に置いた石英ガラス板により直線偏光になっている。第2高調波発生の実験では、 1.064μ を基本波としてこれを2倍し、和周波発生の実験では、 1.064μ と 0.532μ を光混合し、 0.355μ を発生させた。

次に、上記のNd:YAGレーザー出力と LiIO_3 結晶を用いて、第3高調波発生の実験を行ない、KDPおよびADP結晶を用いたときの結果と比較することにより、 LiIO_3 結晶の3次非線形光学係数を評価した(2-7), (2-8)。その結果、 LiIO_3 結晶の3次非線形光学係数 c_{33} は、KDPやADPの3次の係数よりも数百倍の大きさを持ち、またKleinmanの対称条件によって禁じら

れている係数 ϵ_{12} が 0 でない値を持つことがわかった。したがって、3 次の非線形光学係数についても、Kleinman の対称条件が厳密に成立しないことが明らかになった。

なお、これらの実験では、位相整合特性の測定とともに、非線形相互作用する各光波の偏光特性が出力に与える影響についても、理論的および実験的に検討し (4-11)、各非線形光学現象の識別には十分な注意を払った。

また、Boyd と Kleinman が第 2 高調波発生に関する公式を得るのに用いた手法を (4-12)、第 3 高調波の場合に拡張し、3 次の非線形光学係数を求めるための関係式を誘導した (4-8)。これについては、4.4.3 で述べる。

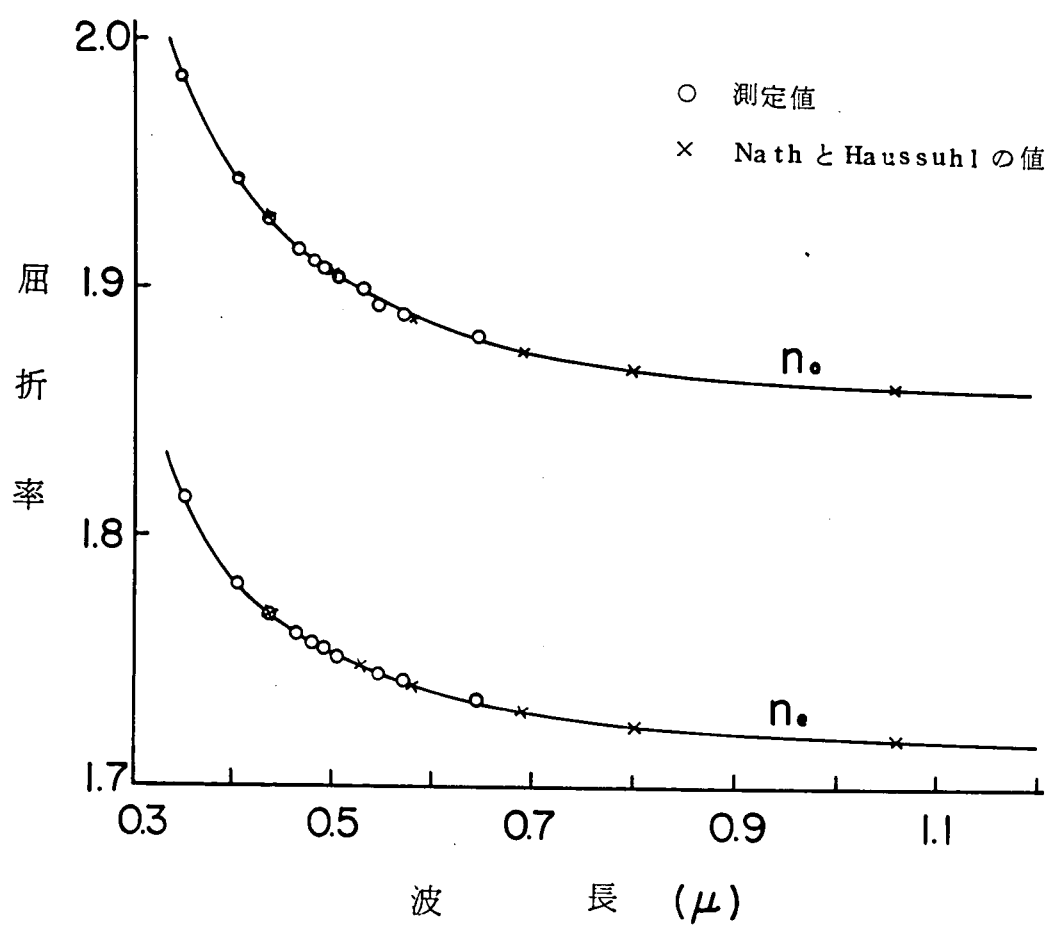
4.2 分散特性

非線形光学相互作用において、位相整合は重要な概念であるが、これには、各光波に対する結晶の屈折率を知る必要がある。また、Kleinman の対称条件は、結晶の分散と密接な関係を持っているので、この条件を精密に検討する場合にも結晶の分散特性を知る必要がある。

4.2.1 屈折率の測定

LiIO_3 結晶の光軸方向を高さの方向とする三角プリズム (プリズムの各面の面積 $\sim 3 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$, 頂角 $= 49^\circ 55'$) を作り、最小偏移角法により屈折率を測定した。光源として、Na ランプの 5896 \AA および 5890 \AA , Hg ランプの 5790 \AA , 5460 \AA , 4350 \AA , ならびに、Cd ランプの 6438 \AA , 5085 \AA および 4799 \AA の各輝線を用いて測定したが、このほかに、レーザー光を用いて、 5320 \AA および 3550 \AA における屈折率も測定した。これらの結果を 4.1 図に示す。なお、紫外領域における屈折率の測定には、紫外光によって蛍光を発するサリチル酸ソーダを用い、この液中に浸した薄い和紙を望遠鏡の焦点面におき、この上に像を結ばせて紫外光を検出した。

4.1 図から、 LiIO_3 結晶は、大きな複屈折性を示し、かつ、屈折率自体もかなり大きいことがわかる。なお、4.1 図には、Nath および Haussühl によって測定された結果を (4-1) 曲線として示したが、これらのデーターは、筆者による測定結果とほぼ一致している。したがって、位相整合角の計算に必要な赤外領域の屈折率としては、彼等のデーターを使うこととする。4.1 表に、 1.064μ , 0.532μ および 0.355μ における屈折率を示す。



4.1 図 LiIO_3 結晶の屈折率

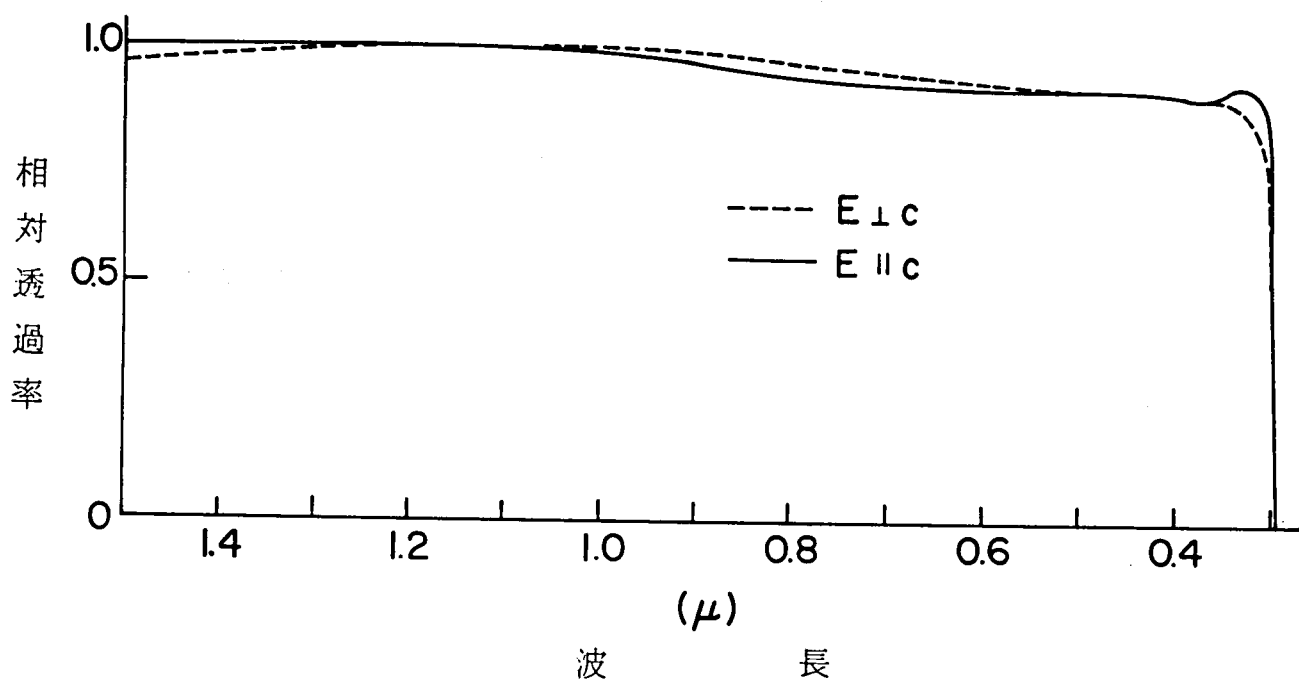
4.1 表 $1.064\ \mu$, $0.532\ \mu$ および $0.355\ \mu$
 における LiIO_3 と KDP の屈折率

		$1.064\ \mu$	$0.532\ \mu$	$0.355\ \mu$
LiIO_3	n_o	1.860	1.901	1.982
	n_e	1.719	1.749	1.815
KDP	n_o	1.494	1.512	1.532
	n_e	1.461	1.470	1.486

4.2.2 透過率の測定

厚さ 4.6 mm の結晶を用いて、波長 $1.5\text{ }\mu$ から $0.28\text{ }\mu$ までの透過率を測定した。その結果を 4.2 図に示す。この図の 2 つの曲線は、結晶の光軸に平行および直交する 2 つの偏光成分に対応している。

この結果から、 LiIO_3 結晶は、 $0.3\text{ }\mu$ 付近まで十分透明であることがわかるが、 LiNbO_3 や $\text{Ba}_2\text{NaNb}_2\text{O}_{11}$ 結晶が $0.4\text{ }\mu$ 付近までしか透明でないことを考慮すると、 LiIO_3 結晶は、近紫外領域で使用するには最も適した非線形光学材料であるといえる。



4.2 図 LiIO_3 結晶の透過特性

4.3 2次非線形光学特性 (4-6), (4-8), (4-9)

4.3.1 2次の非線形光学係数および非線形光学分極

非線形光学結晶中で発生する2次の非線形光学分極 P_2 の成分と、入射光の電界 E の成分の間には、一般に次の関係がある。

$$P_{2i} = d_{ijk} E_j E_k \quad \dots\dots\dots (4.1)$$

$$(i, j, k=1, 2, 3)$$

ここに、 d_{ijk} は、2次非線形光学係数で、3階のテンソルである。また、重複する添字同志は、和をとるものとする。

d_{ijk} のうち、いくつかの要素は、結晶の対称性によって零となるが、この性質は圧電係数と同じである。これを行列の形で示すため、 d_{ijk} の jk を

11→1, 22→2, 33→3, 23→4, 31→5, 12→6 のようにおきかえ、一般に d_{im} と表わす。このとき、(4.1)式は、

$$P_{2i} = d_{im} \rho_m \quad \dots\dots\dots (4.2)$$

のように書くことができる。ただし、 d_{im} および ρ_m は、次式で与えられる。

$$(d_{im}) = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & \dots\dots\dots d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & \dots\dots\dots d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & \dots\dots\dots d_{36} \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (4.3)$$

$$(\rho_m) = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \\ \rho_3 \\ \rho_4 \\ \rho_5 \\ \rho_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1^2 \\ E_2^2 \\ E_3^2 \\ E_2 E_3 + E_3 E_2 \\ E_3 E_1 + E_1 E_3 \\ E_1 E_2 + E_2 E_1 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (4.4)$$

ところで、非線形光学係数 d_{im} では、結晶の対称性のほかに、Kleinmanの条件を考慮する必要がある。これは、非線形相互作用する光の各波長で、結晶が分散を示さないと仮定したときに、熱力学的な取り扱いを行なうことによって導びかれる関係で⁽⁴⁻¹⁰⁾、その結果は、

$$d_{ijk} = d_{jik} = d_{kji} \quad \dots\dots\dots (4.5)$$

で与えられる。したがって、

$$\begin{aligned} d_{15} &= d_{31}, \quad d_{16} = d_{21}, \quad d_{24} = d_{32}, \quad d_{26} = d_{12} \\ d_{34} &= d_{23}, \quad d_{35} = d_{13}, \quad d_{14} = d_{25} = d_{36} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (4.6)$$

となり、一般には、上記の7個と d_{11} 、 d_{22} および d_{33} の10個が独立な係数となる。

LiIO₃結晶は、点群6に属しており、その2次非線形光学係数は、Kleinmanの条件を考慮しないとき、次のようになる。

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{14} & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (4.7)$$

しかし、Kleinmanの対称条件を適用するとき、

$$d_{14} = 0, \quad d_{31} = d_{15} \quad \dots\dots\dots (4.8)$$

となり、独立な係数は、わずか2個となる。

また、比較のために用いたKDP結晶は、点群 $\bar{4}2m$ に属しているので、Kleinmanの条件を考慮しないとき、その2次非線形光学係数は、

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (4.9)$$

と表わされるが、Kleinmanの条件を適用したときには、

$$d_{14} = d_{36} \quad \dots\dots\dots (4.10)$$

となり、独立な係数はただ1個となる。

一軸性結晶における2次の非線形光学分極を求める方法は、MidwinterとWarnerによって表式化されているが(4-13)、これによると、一般に、位相整合が可能な2次の非線形光学過程には2種類の過程がある。すなわち、LiIO₃やKDPのような負結晶では、常光線と常光線が非線形相互作用して異常光線を発生する過程(第I種の過程)と、異常光線と常光線が相互作用して異常光線を発生する過程(第II種の過程)がある。

非線形光学作用を効率よく行なわせるには、位相整合角の方向に光を入射させる必要があるが、非線形光学分極自身の大きさは、4.3図に示されるような、入射光と結晶との相対的な方位、(θ , ϕ)に依存する。LiIO₃およびKDP結晶に、MidwinterとWarnerによって与えられた取り扱いを適用すると、その非線形光学分極(異常光方向)は、Kleinmanの対称条件を考慮しないとき、次のように表わされる。

LiIO₃の場合

$$\text{第I種の過程} \quad P_2 = d_{31} \sin \theta_m E^\circ E^\circ \quad \dots\dots\dots (4.11)$$

$$\text{第II種の過程} \quad P_2 = (d_{14}/2) \sin 2\theta_m E^\circ E^\circ \quad \dots\dots\dots (4.12)$$

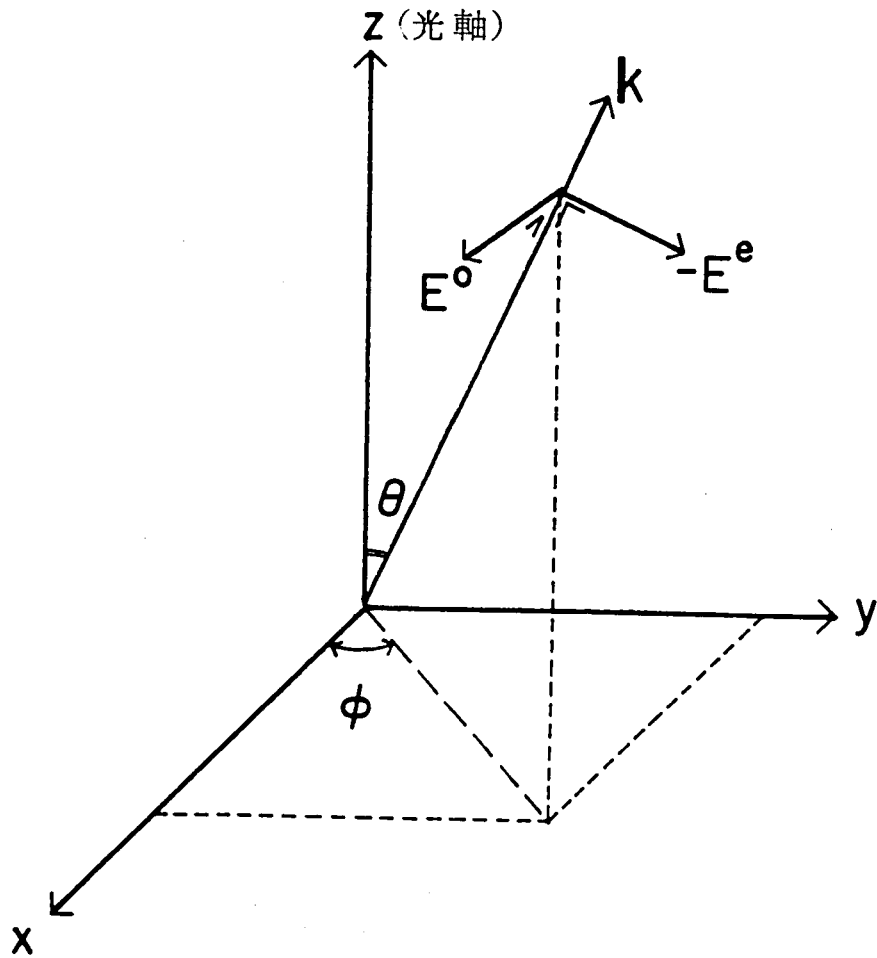
KDPの場合

$$\text{第I種の過程} \quad P_2 = d_{36} \sin \theta_m \sin 2\phi E^\circ E^\circ \quad \dots\dots\dots (4.13)$$

$$\text{第II種の過程} \quad P_2 = \frac{1}{2}(d_{36} + d_{14}) \sin 2\theta_m \sin 2\phi \times E^\circ E^\circ \quad \dots\dots\dots (4.14)$$

ここに、4.3図からわかるように、 E° および E° は、入射光の常および異常方向の電界、 θ_m は位相整合角、 ϕ は方位角で結晶の x 軸からの角度である。

しかし、Kleinmanの対称条件が適用されると、LiIO₃結晶では、 $d_{14} = 0$ となるので、第II種の過程は起らないことになる。



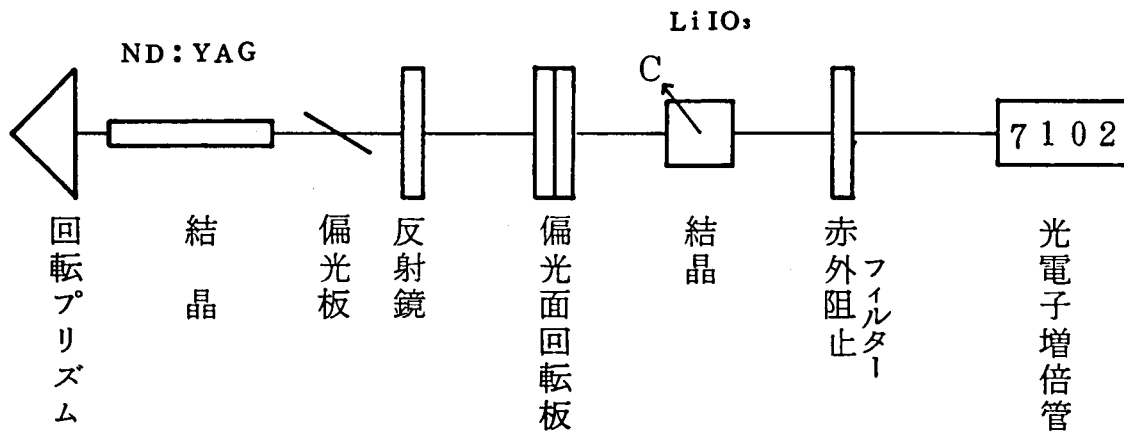
4.3 図 結晶内における光の伝搬方向

4.3.2 実験方法

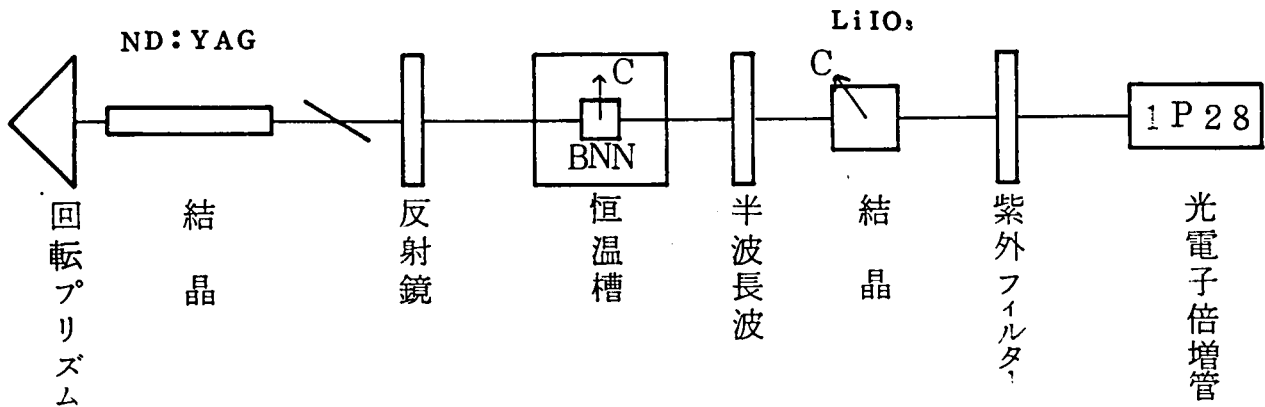
2次の非線形光学特性を求めるため、第2高調波発生と和周波発生の実験を行なった。

第2高調波発生の実験では、波長 1.064μ の Nd:YAG レーザー光出力を逡倍し、一方、和周波発生の実験では、レーザー光出力 (1.064μ) と、その第2高調波 (0.532μ) を光混合し、その和周波光 (0.355μ) を発生させた。この2つの実験では、非線形相互作用に関与する波長が異なるので、これに伴う分散の影響が、Kleinmanの対称条件に反映されるものと考えられる。

第2高調波発生および和周波発生に対する実験系統図を、それぞれ4.4図および4.5図に示す。



4.4 図 第2高調波発生の実験系統図

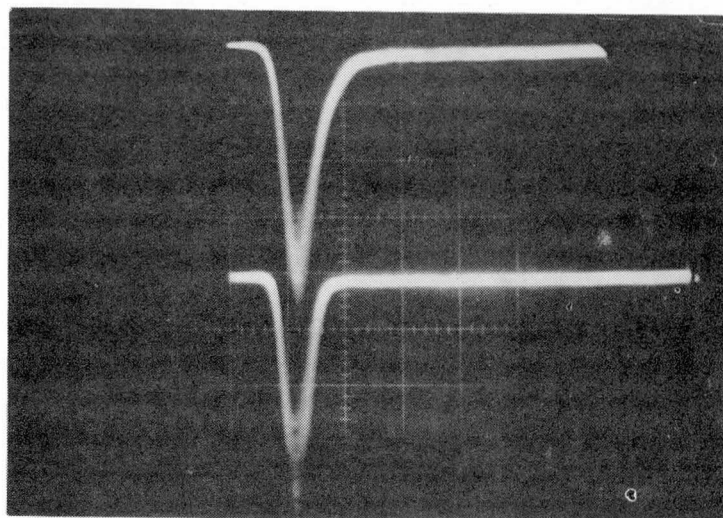


4.5 図 和周波発生の実験系統図

Nd:YAGレーザーの構成および特性については、6.2.1で述べるが、主な特性は、くりかえし周波数50Hzおよび25Hzで動作させたとき、尖頭出力約1.5MW、パルス幅約22nsecである。

非線形結晶は、いずれもゴニオメーターヘッド上に固定されており、10分の精度で結晶の方位を微調整することができる。

光検出器としては、第2高調波発生の実験には、7102(RCA)なる光電子増倍管、和周波発生の実験では、1P28(RCA)なる光電子増倍管を用い、50Ωの負荷抵抗により取り出されたパルス信号を、2ビームオシロスコープの1端子に加え検出した。他の端子は、レーザー出力自体のモニター用として用い、レーザー出力の数%を半透鏡で分岐して入力としている。なお、レーザー出力は、約5%の出力変動を有し、その影響は第2高調波出力などにもあらわれるが、数秒の露光で、数百発のパルスを同時に写真測定し、その最も輝度の高い点を測定結果とした。



4.6 図 レーザー光および第2 高調波出力波形
上部：レーザー光，下部：第2 高調波
(横軸スケール50 nsec/div)

第2 高調波発生における1 例を4.6 図に示す。上部が，レーザー出力，下部が第2 高調波出力である。なお，横軸スケールは50 nsec/div である。

和周波発生の実験における0.532 μ 波は，約85℃の恒温槽中の $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ (BNN) 結晶を用いて発生させた。この温度では，波長1.064 μ の基本波に対し，光の進行方向とBNN 結晶のc 軸が90° になるとき位相整合状態になるので，複屈折のない効率よい第2 高調波が発生され，かつ，1.064 μ 波と平行に，光混合用結晶に入射させることができる。

実験では，まず結晶の方位を微調整することにより，第2 高調波および和周波出力の変化を測定し，いわゆる位相整合特性を求め，その最大の値と，そのときの位相整合角を測定した。そして，位相整合角の計算値と実測値の比較，および位相整合特性における半値角幅，すなわち，最大出力の半分の値を持つときの角度の変化幅，を求めることにより，各実験結果が，第I 種および第II 種の過程のどちらに属しているかを判定した。

しかし，さらに，この判定を別の方法で確認するために，入射光の偏光状態が非線形光学過程に与える影響(付E)，(4-11) について考察し，実験結果と比較した。このために，第2 高調波発生の実験では，偏光面回転板(付C)を用い，和周波発生の実験では，1.064 μ 用の半波長板を用いた(付E)。

なお，データーの解析を簡単にするため，すべて平行ビームを用いて実験を行なった。

4.3.3 第2高調波発生による測定

4.4 図に示した実験系統図により実験を行なった。実験に用いた結晶は、入射光の伝搬方向と結晶の光軸が位相整合角をなすときに、入射光が結晶端面にほぼ垂直入射になるように切断され、その正確な方位は、X線ラウエ法によって決定した。

位相整合角 θ_m は、第I種の過程に対しては、

$$\frac{n_2^o n_2^e}{\{(n_2^o)^2 \sin^2 \theta_m + (n_2^e)^2 \cos^2 \theta_m\}^{1/2}} = n_1^o, \quad \dots\dots (4.15)$$

第II種の過程に対しては、

$$\frac{2 n_2^o n_2^e}{\{(n_2^o)^2 \sin^2 \theta_m + (n_2^e)^2 \cos^2 \theta_m\}^{1/2}} - \frac{n_1^o n_1^e}{\{(n_1^o)^2 \sin^2 \theta_m + (n_1^e)^2 \cos^2 \theta_m\}^{1/2}} = n_1^o \quad \dots\dots (4.16)$$

なる式に、4.1 表の各屈折率の値を代入することにより得られる。

また、比較のために用いたKDP結晶における方位角 ϕ は45度を選んである。

これらの結晶を、ゴニオメーター上に設置し、角度を変化させて位相整合特性を測定した。

4.2 表に、各過程における各結晶の長さ、位相整合角の計算値と実験値、ならびに位相整合状態における第2高調波相対出力を示す。いずれの場合も、半値角幅は10分以内であった。

4.2 表 第2高調波発生における結果

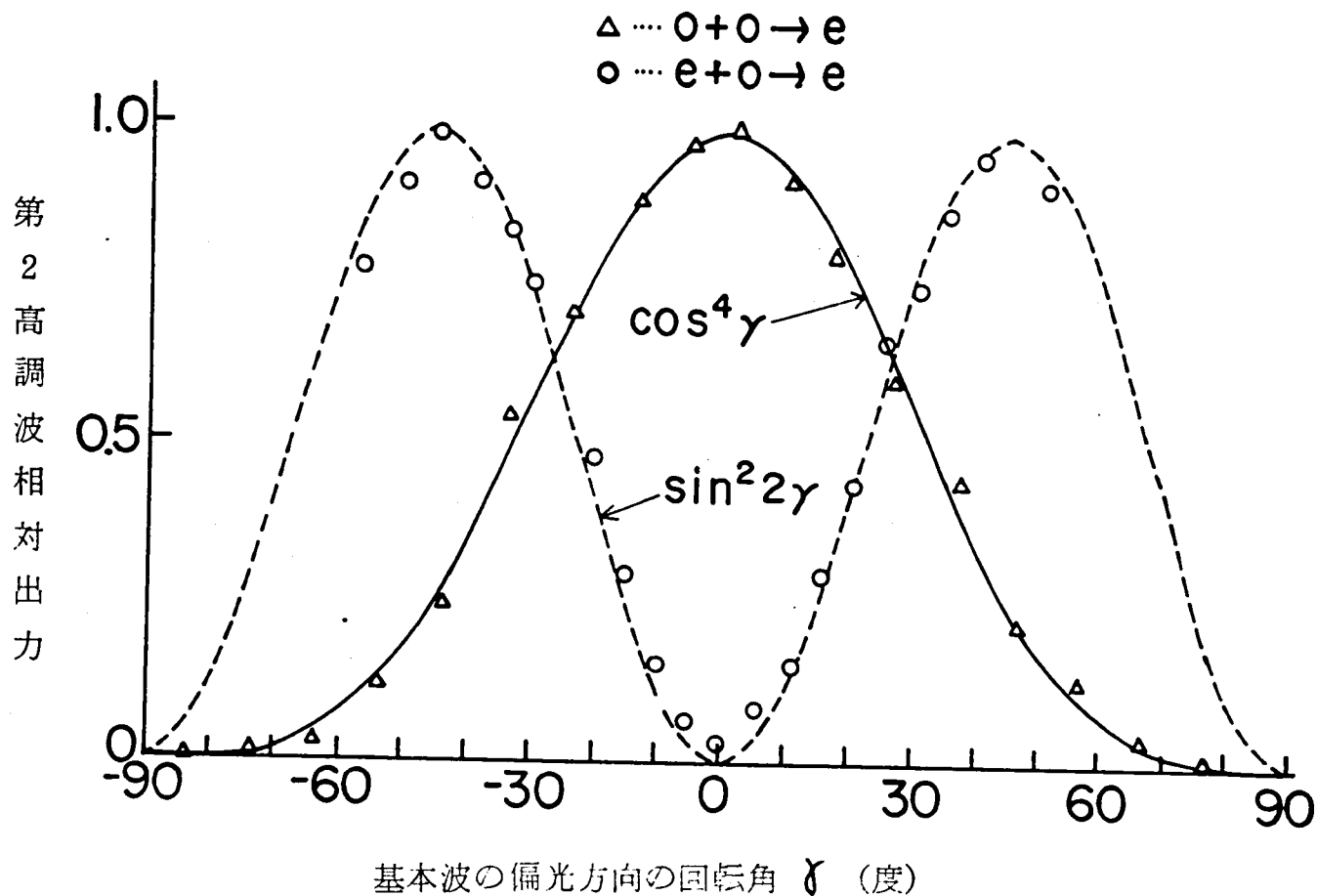
	過 程	$l(\text{mm})$	θ_{calc}	θ_{exp}	S_2/S_2^{KDP}
LiIO ₃	$o+o \rightarrow e$	4.4	29°43'	30°10'	4.3
	$o+e \rightarrow e$	4.8	43°18'	44°05'	0.0026
KDP	$o+o \rightarrow e$	11.7	40°18'	41°12'	1.0

位相整合角が計算値と実験値ではほぼ一致すること、および10分以内という半値角幅で位相整合がとれることから、実験結果は、それぞれ、第I種および第II種の過程に相当していることは、ほぼ明らかである。しかし、これをさらに別の方法で確認するために、第2高調波出力と基本波の偏光方向との関係を調べた(付E)。

第I種の過程では、常光線同志が相互作用するから、(4.11)式に示したように、非線形光学分極は、常光線の電界の2乗に比例する。いま、結晶中での常光線方向と、入射光の偏波面の間の角を r とすると、常光線方向の電界成分は $\cos r$ に比例するから、非線形光学分極は $\cos^2 r$ に、第2高調波出力は $\cos^4 r$ に比例する。一方、常光線と異常光線が結合する第II種の過程で

は、各光線の電界成分は、それぞれ、 $\cos r$ および $\sin r$ に比例するから、第2高調波出力は $\sin^2 r \cdot \cos^2 r$ に比例する。したがって、第I種および第II種の過程における出力は、それぞれ、 $r=0$ および $r=45$ 度のときに最大になる。

水晶製の2枚の $\lambda/4$ 板 ($\lambda=1.064 \mu$) から構成された偏光面回転板 (付C) を用い、第I種および第II種の過程について、基本波の偏光方向を回転させ、第2高調波出力の変化を測定した。4.7図に $\cos^4 r$ と $\sin^2(2r)$ の曲線と測定結果を示す。理論と実験はよく一致しており、位相整合角における計算値と実測値の一致と考え合わせ、各実験は、それぞれ、第I種および第II種の過程に相当していることは明らかである。



4.7図 第2高調波出力と基本波の偏光方向との関係

また、これらの結果から LiIO_3 結晶において、Kleinman の条件で禁じられている第Ⅱ種の過程でも、非線形相互作用が生じていることが実験的に明らかになった⁽⁴⁻⁶⁾。

ところで、第2高調波出力を与える式は、Boyd および Kleinman によって与えられているが⁽⁴⁻¹²⁾、光ビームの集束効果および複屈折の影響が小さい場合、第2高調波出力 S_2 は、

$$S_2 = \frac{64\pi^2 \omega_1^2 \omega_2 d_{\text{eff}}^2 \ell^2}{c^4 n_1 n_2 b} S_1^2 \quad \dots\dots\dots (4.17)$$

で与えられる。ただし、 ℓ は結晶長、 ω_1 および ω_2 はそれぞれ、 1.064μ および 0.532μ に対応し、 n_1 および n_2 は、 ω_1 および ω_2 における屈折率、 S_1 はレーザー出力、 d_{eff} は有効非線形光学係数で、^(4.11) および ^(4.12) 式の $d_{31} \sin \theta_m$ および $(d_{14}/2) \cdot \sin 2\theta_m$ を意味する。また、 b は、共焦点パラメーターと呼ばれ、光ビームが、最小スポット径を持つ点と、その $\sqrt{2}$ 倍のスポット径を持つ点の間の距離である。この値は、光ビーム集束部分の長さの程度を示し、光ビームの集束条件によって決定される。

今回、行なった実験は、各光ビームがほぼ平行で ($b \approx 30\text{ cm} \dots\dots 6.2.1$ 参照)、また、複屈折の影響も小さいという条件のもとで行なわれたので、^(4.17) 式を用いることができる。なお、ここで注意すべきことは、Boyd および Kleinman の解析結果は、第Ⅰ種の過程に関して得られたもので、これが第Ⅱ種の過程においても成立するという保証はない。しかし、光ビームの集束効果や結晶の複屈折の影響が小さいときには、第Ⅱ種の過程でも、^(4.17) 式が成立するものと考えてよい。

4.1 表および 4.2 表に示した屈折率、位相整合角、結晶長および第2高調波相対出力の値を^(4.17) 式に代入し、KDP の d_{36} の値と比較することにより、 LiIO_3 結晶の d_{31} および d_{14} を求めた。結果は、次のとおりである。

$$\begin{cases} \left| \frac{d_{31}^{\text{LiIO}_3}}{d_{36}^{\text{KDP}}} \right|_{\text{SHG}} = 9.3 \\ \left| \frac{d_{14}^{\text{LiIO}_3}}{d_{36}^{\text{KDP}}} \right|_{\text{SHG}} = 0.40 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (4.18)$$

4.3.4 和周波発生による測定

レーザー出力の 1.064μ 波と、その第2高調波 0.532μ を光混合し、和周波光発生の実験を 4.5 図の実験系統図により行なった。ここで、BNN 結晶の後では、 1.064μ 波と 0.532μ 波は、互いに直交した偏光方向を持っている。

ところで、第Ⅰ種の過程では、 1.064μ 波および 0.532μ 波は、いずれも常光線として相互作用するが、第Ⅱ種の過程では、異常光線としての 1.064μ 波と、常光線としての 0.532μ 波が結合する。これらの両種の過程の切り換え用に、 1.064μ 用の半波長板を用いると便利である^(付E)。

すなわち、この半波長板を光の進行方向のまわりに45度回転させることにより、1.064 μ 波の偏光方向は、互いに直交方向に切り換えられ、一方、0.532 μ 波は、この半波長板によってほとんど影響を受けない。したがって、1.064 μ 波と0.532 μ 波の偏光方向は、互いに同方向および直交方向となり、それぞれ、第Ⅰ種および第Ⅱ種の過程に合致した状態が得られる。

第2 高調波発生の実験と同じように、位相整合状態でほぼ垂直入射条件を満足するように切断された結晶を用い、位相整合角、半値角幅および0.355 μ 波出力を測定した。なお、位相整合角の計算は、4.1表の屈折率の値を、(7.5)および(7.6)式に代入することにより求めた。

4.3表 和周波発生における結果

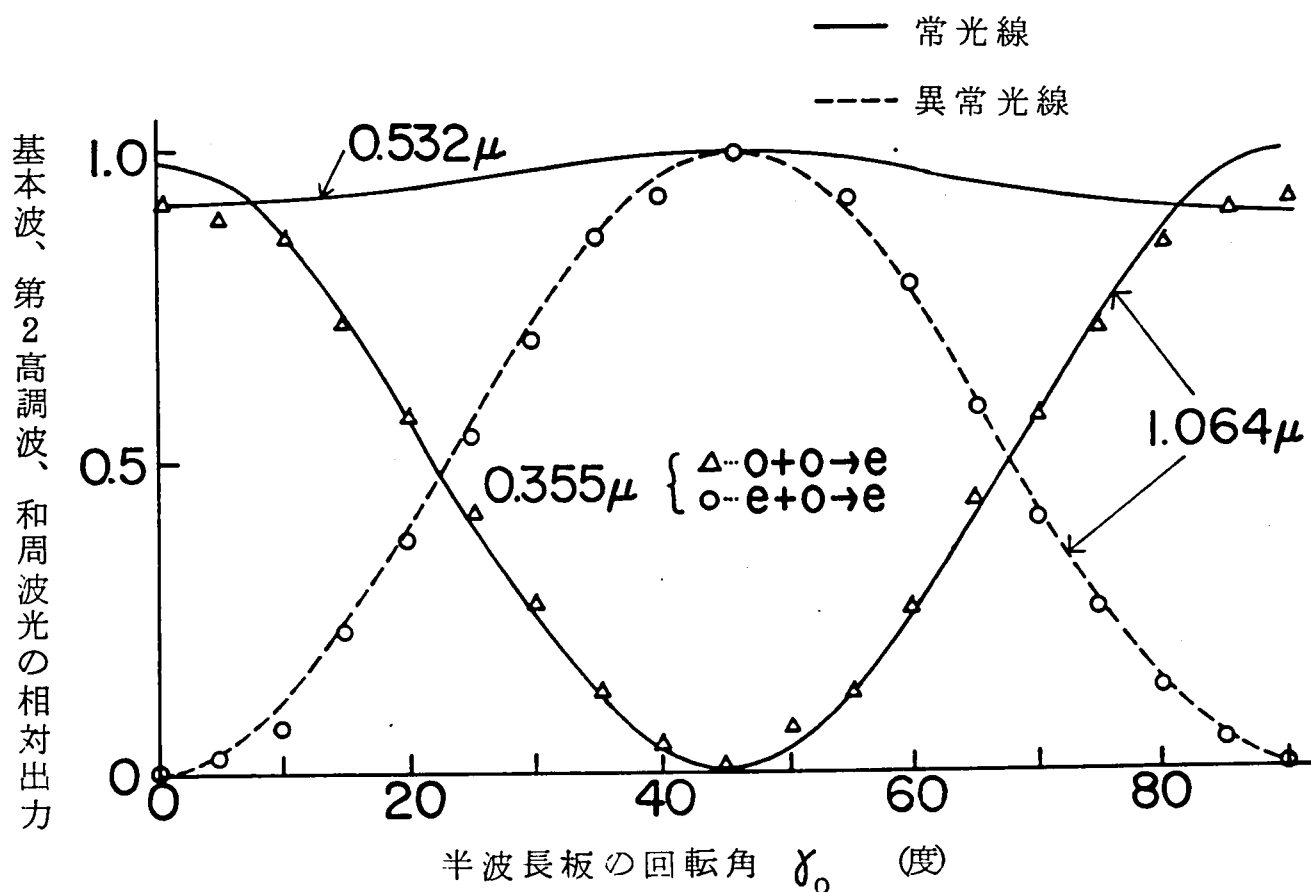
	過 程	l (mm)	θ calc	θ exp	S_s (kW)
LiIO ₃	$o + o \rightarrow e$	4.8	46°57'	47°30'	2.2
	$e + o \rightarrow e$	4.65	61°00'	61°43'	0.005
KDP	$o + o \rightarrow e$	11.0	48°06'	47°20'	2.0

4.3表に、各過程における、結晶長、位相整合角の計算値および実測値、ならびに和周波光の出力を示す。半値角幅は、いずれの場合も10分以内であった。なお、光混合用結晶に入射する1.064 μ および0.532 μ 波の強度は、それぞれ、約500kWおよび50kWであった。

さらに、第Ⅰ種および第Ⅱ種の過程の判別を別の方法で確認するため、上述の半波長板を回転させ、その回転角と和周波光出力の関係を調べた。

1.064 μ 用半波長板を回転させると、これを通過した1.064 μ 波の偏光状態は、始めの直線偏光状態から、楕円、円、楕円偏光と変化する。ふたたび始めの状態と直交した直線偏光になる。したがって、半波長板の回転角を τ_0 とすると(付E) ($\tau_0 = 0$ のとき光学的位相差が π)、1.064 μ 波の常光線成分の強度は、 $\cos^2(2\tau_0)$ 、異常光線成分は $\sin^2(2\tau_0)$ で与えられる。一方、0.532 μ 波は、常に、 2π の整数倍の光学的位相差を受けるので、その偏光状態は変化しない。しかし、半波長板は水晶製なので、1.064 μ と0.532 μ で屈折率が少し異なり、0.532 μ 波の偏光状態も実際にはわずかの影響を受ける。4.8図の各曲線は、1.064 μ 波および0.532 μ 波の偏光状態の変化を、常方向を透過成分としたグラントムソンプリズムで検光した測定結果で、上記の考察とよく一致している。

ところで、非線形相互作用に関与する偏光成分は、0.532 μ 波では常に常光線であるが、1.064 μ 波では、第Ⅰ種の過程に対して常光線、第Ⅱ種の過程に対して異常光線である。したがって、和周波出力は、第Ⅰ種および第Ⅱ種の過程に対して、それぞれ、 $\cos^2(2\tau_0)$ および



4.8 図 半波長板を回転させたときの基本波および第2高調波の偏光状態の変化および和周波光出力特性

$\sin^2(2\gamma_0)$ に比例すると考えられる。実験結果は、4.8 図に記入されているように、上記の予測とよく一致している。

以上の結果、各実験は、明らかに第I種および第II種の過程に対応していることがわかる。

第2高調波発生の場合と同様に、和周波光出力を与える式も、Boyd と Kleinman によって与えられている⁽⁴⁻¹²⁾。これによれば、光ビームの集束効果および複屈折の影響が小さいとき、和周波光出力 S_3 は、

$$S_3 = \frac{64\pi^2 \omega_1 \omega_2 \omega_3 d_{eff}^2 l^2}{c^4 n_3 b} S_1 S_2 \quad \dots\dots\dots (4.19)$$

で与えられる(7.5 参照)。ここで用いられた記号は、(4.17)式で与えられたものと同じ意味を持つが、 ω_3 および n_3 は、0.355 μ とその屈折率に相当する。4.1 表および4.3 表の測定値を(4.19)式に代入し、その非線形係数を評価すると、次のようになる。

$$\begin{cases} \left| \frac{d_{31}^{\text{LiIO}_3}}{d_{36}^{\text{KDP}}} \right|_{\text{MIX}} = 9.3 \\ \left| \frac{d_{14}^{\text{LiIO}_3}}{d_{36}^{\text{KDP}}} \right|_{\text{MIX}} = 0.28 \end{cases} \quad \dots\dots (4.20)$$

4.3.5 Kleinman の対称条件

(4.18) および (4.20) 式からわかるように, LiIO_3 結晶の非線形光学係数 d_{14} は, 零とは異なるある有限な値を持つ。すなわち, Kleinman の対称条件が, 厳密には成立しないことがわかる。 LiIO_3 結晶の d_{31} と d_{14} の比を, 第2高調波発生と和周波発生の場合に求めると,

$$\begin{aligned} \left| \frac{d_{14}}{d_{31}} \right|_{\text{SHG}} &= 4.3 \times 10^{-2} \\ \left| \frac{d_{14}}{d_{31}} \right|_{\text{MIX}} &= 3.2 \times 10^{-2} \end{aligned}$$

となる。この値の差は, 第2高調波発生と和周波発生において, 関与する光波の波長が異なるため, これに伴って, 結晶の分散の影響が反映したものと考えられる。

4.4 3次非線形光学特性 (4-7)~(4-9)

4.4.1 3次の非線形光学係数および非線形光学分極

3次の非線形光学分極 P_3 の成分と, 入射光の電界成分との間には,

$$P_{3i} = c_{ijkl} E_j E_k E_l \quad \dots\dots (4.22)$$

なる関係がある。ただし, c_{ijkl} は, 3次非線形光学係数で4階のテンソルである。通常 jkl を m で代表し,

$$\begin{aligned} 111 \rightarrow 1, \quad 222 \rightarrow 2, \quad 333 \rightarrow 3, \quad 233 \rightarrow 4, \quad 223 \rightarrow 5, \quad 133 \rightarrow 6, \quad 113 \rightarrow 7, \\ 122 \rightarrow 8, \quad 112 \rightarrow 9, \quad 123 \rightarrow 0 \end{aligned}$$

とすると, (4.22) 式は,

$$P_{3i} = c_{im} e'_m \quad \dots\dots (4.23)$$

のように書かれる。ただし, e'_m は,

$$(\epsilon_m') = \begin{pmatrix} \epsilon_1' \\ \epsilon_2' \\ \epsilon_3' \\ \epsilon_4' \\ \epsilon_5' \\ \epsilon_6' \\ \epsilon_7' \\ \epsilon_8' \\ \epsilon_9' \\ \epsilon_0' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1^3 \\ E_2^3 \\ E_3^3 \\ 3E_2 E_1^2 \\ 3E_2^2 E_1 \\ 3E_1 E_3^2 \\ 3E_1^2 E_3 \\ 3E_1 E_2^2 \\ 3E_1^2 E_2 \\ 6E_1 E_2 E_3 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (4.24)$$

である。

3 次の非線形光学係数にも、Kleinman の対称条件を (4-10) 適用すると、

$$\begin{aligned} c_{12} &= c_{28} , & c_{13} &= c_{36} , & c_{14} &= c_{26} = c_{30} , \\ c_{15} &= c_{20} = c_{38} , & c_{16} &= c_{37} , & c_{17} &= c_{31} \\ c_{18} &= c_{29} , & c_{19} &= c_{21} , & c_{10} &= c_{27} = c_{39} , \\ c_{23} &= c_{34} , & c_{24} &= c_{35} , & c_{25} &= c_{32} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (4.25)$$

なる関係が得られ、一般には独立な係数は 15 個になる。

LiIO₃ 結晶における 3 次非線形光学係数は、Kleinman の対称条件を考慮しないとき、次のようになる (4-14)。

$$\begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & 0 & c_{14} & 0 & c_{16} & 0 & c_{11}/3 & c_{12}/3 & 0 \\ -c_{12} & c_{11} & 0 & c_{16} & 0 & -c_{14} & 0 & -c_{12}/3 & c_{11}/3 & 0 \\ 0 & 0 & c_{33} & 0 & c_{35} & 0 & c_{35} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (4.26)$$

しかし、Kleinman の対称条件を適用すると、

$$c_{12} = c_{14} = 0 , \quad c_{16} = c_{35} \quad \dots\dots\dots (4.27)$$

となり、独立な係数は、 c_{11} 、 c_{16} 、 c_{33} の 3 個となる。

また、比較のために用いた、ADP および KDP 結晶の 3 次非線形光学係数は、Kleinman の対称条件を考慮しないとき、

$$\begin{pmatrix} c_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{16} & 0 & c_{18} & 0 & 0 \\ 0 & c_{11} & 0 & c_{16} & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{18} & 0 \\ 0 & 0 & c_{33} & 0 & c_{35} & 0 & c_{35} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (4.28)$$

と表わされるが、Kleinman の条件を適用するときには、

$$c_{16} = c_{35}$$

となり、独立な係数の数は 4 個となる。

一軸性結晶における3次の非線形光学分極を求める方法も、MidwinterとWarner⁽⁴⁻¹⁵⁾によって与えられているが、これによると、3次の非線形光学過程には、3種類の過程がある。すなわち、負結晶を用いるとき、3個の常光線が結合して異常光線を発生する過程（第Ⅰ種の過程）、2個の常光線と1個の異常光線が結合して異常光線を発生する過程（第Ⅱ種過程）および1個の常光線と2個の異常光線が結合して異常光線を発生する過程（第Ⅲ種の過程）がある。ただし、彼等は、Kleinmanの対称条件が成立するという前提のもとに問題をとり扱っているので、この条件が成立しないときは、少し修正する必要がある。修正した方法をLiIO₃結晶に適用すると、3次の非線形光学分極 P_3 は次のようになる。

第Ⅰ種の過程

$$P_3 = c_{12} \cos \theta_m (E^0)^3 \quad \dots\dots\dots (4.30)$$

第Ⅱ種の過程

$$P_3 = \left(-\frac{c_{11}}{3} \cos^2 \theta_m + c_{35} \sin^2 \theta_m\right) (E^0)^2 E^* \quad \dots\dots\dots (4.31)$$

第Ⅲ種の過程

$$P_3 = \left(\frac{c_{12}}{3} \cos^3 \theta_m + c_{14} \cos \theta_m \sin^2 \theta_m\right) E^0 (E^e)^2 \quad \dots\dots\dots (4.32)$$

Kleinmanの対称条件が適用されるとき、 $c_{12} = c_{14} = 0$ であるから、第Ⅰ種および第Ⅲ種の過程は禁止される。なお、基本波として、1064 μ 波を用いる場合、第Ⅲ種の過程は位相整合が不可能であるから、第Ⅰ種および第Ⅱ種の過程についてのみ実験を行なった。

比較のために用いたKDPおよびADP結晶では、第Ⅰ種の過程のみが位相整合可能で、この場合についてだけ実験を行なったが、相当する3次の非線形光学分極は、

$$P_3 = \frac{1}{4} (c_{11} - 3c_{18}) \cos \theta_m \cdot \sin 4\phi (E^0)^3 \quad \dots\dots\dots (4.33)$$

で与えられる。ここに、 θ_m および ϕ は、4.3図に示したものと同一である。

4.4.2 第3高調波発生の実験

第2高調波発生の実験と同じように、4.4図に示した実験系統図にしたがって、第3高調波発生の実験を行なった。ただし、光検出器としては、1P28なる光電子増倍管を用いた。

LiIO₃結晶を用いた第Ⅰ種および第Ⅱ種の過程における位相整合特性、第3高調波出力、および基本波の偏光方向と第3高調波出力との関係について測定を行ない、ADPおよびKDP結晶を用いた結果と比較した。

位相整合状態でほぼ垂直入射条件を満足するように結晶を切断して、位相整合特性と第3高調波出力を測定した。ただし、位相整合角は、4.1表の値を次式に代入して計算したものである。

第Ⅰ種の過程の場合

$$\frac{n_3^o n_3^e}{\{(n_3^o)^2 \sin^2 \theta_m + (n_3^e)^2 \cos^2 \theta_m\}^{1/2}} = n_1^o \quad \dots\dots\dots (4.34)$$

第Ⅱ種の過程の場合

$$\frac{3n_3^o n_3^e}{\{(n_3^o)^2 \sin^2 \theta_m + (n_3^e)^2 \cos^2 \theta_m\}^{1/2}} - \frac{n_1^o n_1^e}{\{(n_1^o)^2 \sin^2 \theta_m + (n_1^e)^2 \cos^2 \theta_m\}^{1/2}} = 2n_1^o \quad \dots\dots\dots (4.35)$$

なお、KDP および ADP 結晶における方位角 ϕ は、 22.5° になっている。

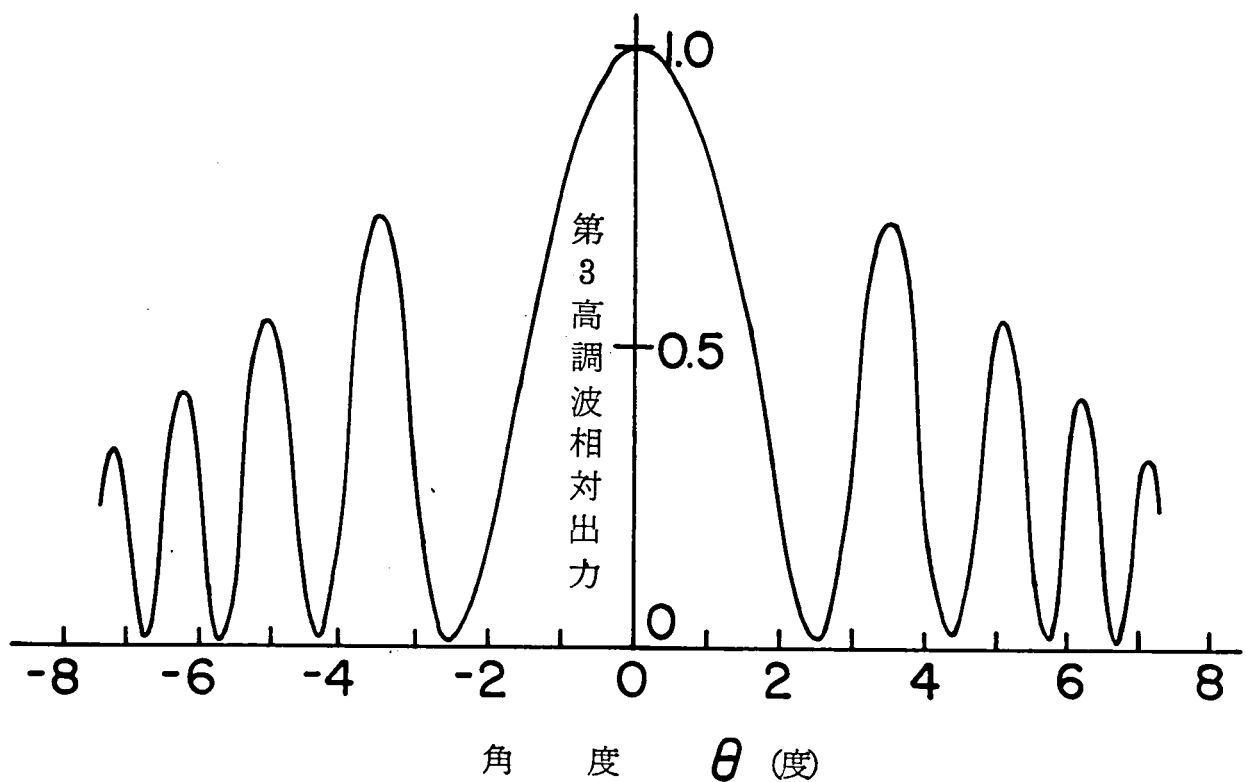
第Ⅰ種の過程における実験では、LiIO₃、KDP および ADP 結晶のいずれにおいても完全に位相整合がとれ、その半値角幅も 10 分程度であった。4.4 表に、各結晶の長さ、位相整合角の計算値と実測値、ならびに第 3 高調波の相対出力値を示す。

4.4 表 第 3 高調波発生における結果

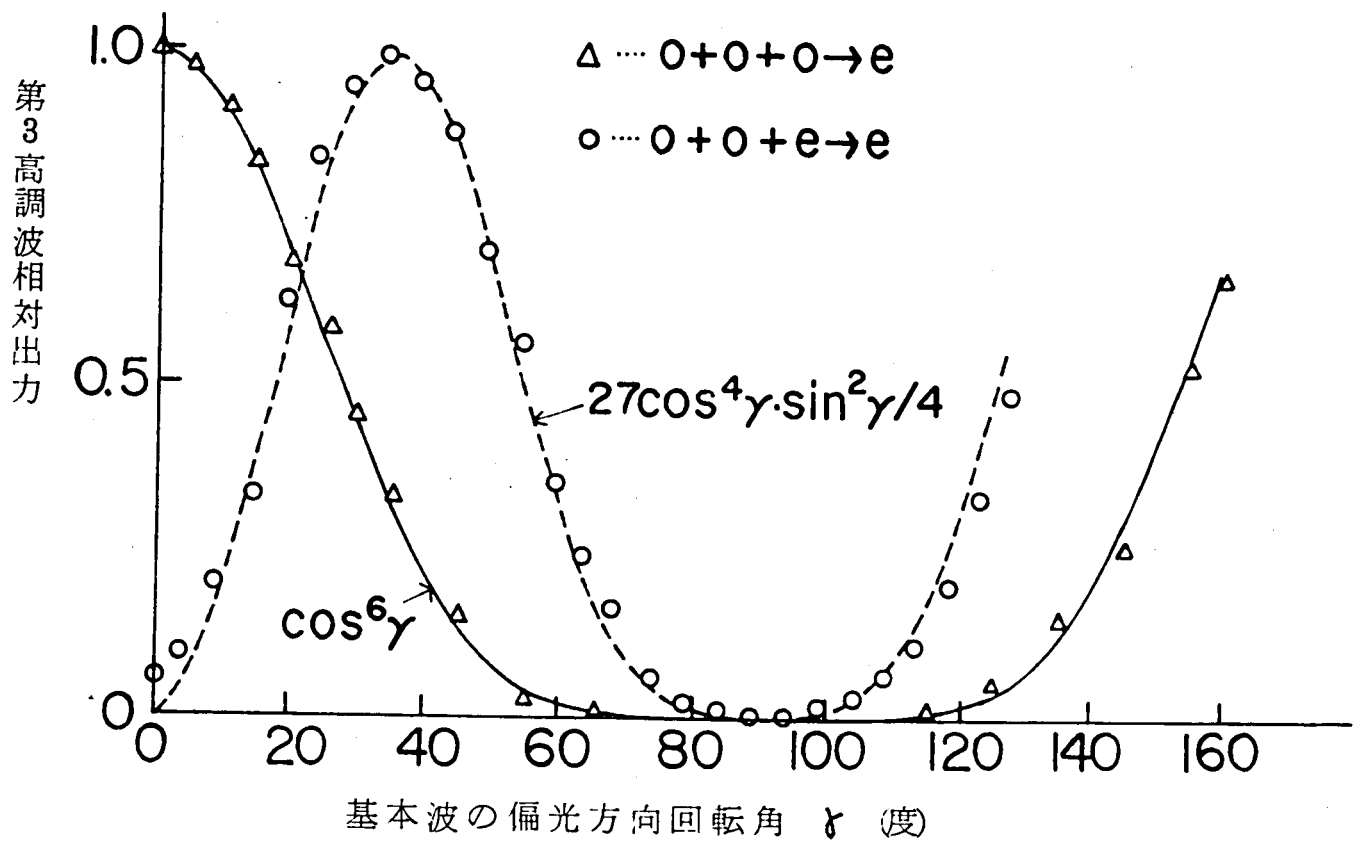
	過 程	l (mm)	θ_{calc}	θ_{exp}	$S'_3/S'_3{}^{ADP}$
LiIO ₃	$o+o+o \rightarrow e$	4.56	$57^\circ 02'$	$57^\circ 46'$	3.3×10^2
	$o+o+e \rightarrow e$	2.90	$\geq 90^\circ$	$\geq 90^\circ$	$6 \sim 8 \times 10^4$
KDP	$o+o+o \rightarrow e$	11.0	$64^\circ 51'$	$64^\circ 40'$	5.4
ADP	$o+o+o \rightarrow e$	11.0	$67^\circ 18'$	$66^\circ 37'$	1.0

しかし、LiIO₃ 結晶の第Ⅱ種の過程の実験では、完全な位相整合がとれず、4.9 図に示すように、 $\theta_m = 90^\circ$ の近くに、いくつかの側帯波状の特性しか得られなかった。入射方向に対して、結晶の角度を変化させたときの各側帯波のピーク値の減少の傾向を $(\sin x/x)^2$ の曲線と比較することにより、最初に観測された側帯波は、 $(\sin x/x)^2$ 特性の第 5 番または第 6 番目の側帯波に相当すると考えられる。したがって、完全な位相整合状態で得られる出力は、4.9 図における最大値の 300~400 倍と推定される。4.4 表における LiIO₃ 結晶の第Ⅱ種の過程を用いた第 3 高調波出力の値は、以上のことを考慮した推定値である。

さらに、第 2 高調波発生の場合と同様に、偏光面回転板を用いて、基本波の偏光方向を回転させ、第 3 高調波出力の変化を測定した^(付 E)。偏光面と結晶の常光線方向の間の角を r とすると、第Ⅰ種の過程では、 $\cos^6 r$ 、第Ⅱ種の過程では、 $\cos^4 r \cdot \sin^2 r$ に比例した出力が予想されるが、4.10 図に示すように、測定値はこれらの曲線と一致し、実験結果が、第Ⅰ種および第Ⅱ種の過程で得られたことが確認された。

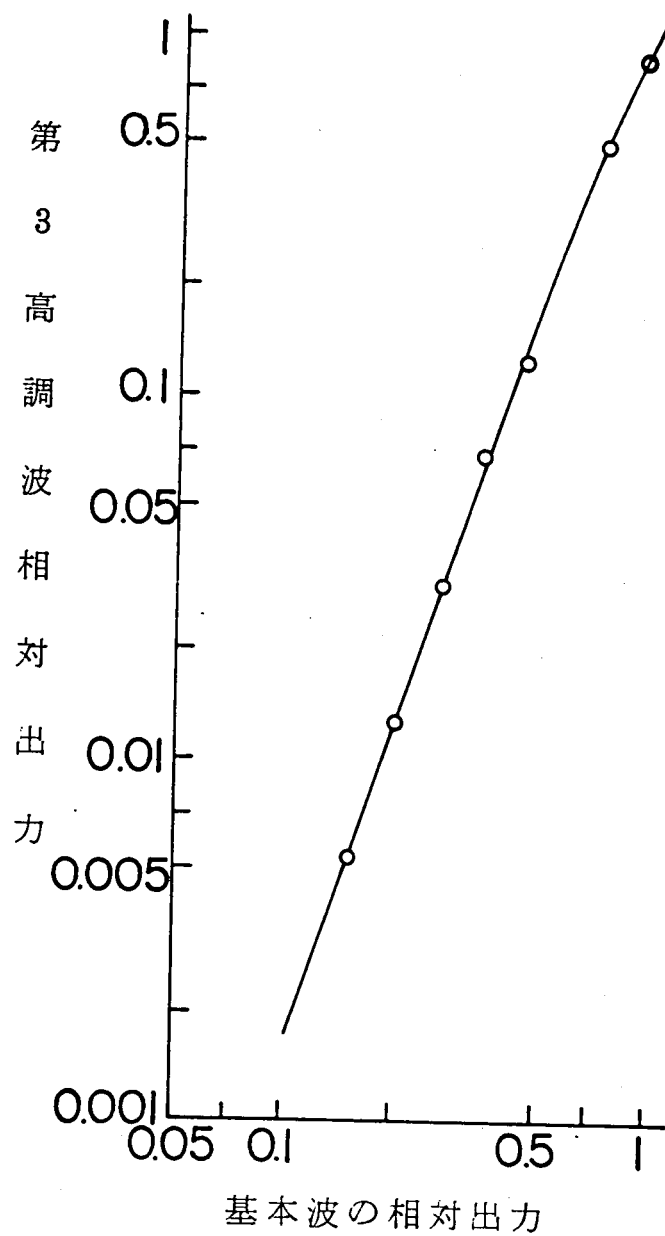


4.9 図 第Ⅱ種の過程による第3高調波発生有位相整合特性



4.10 図 第3高調波出力と基本波の偏光方向との関係

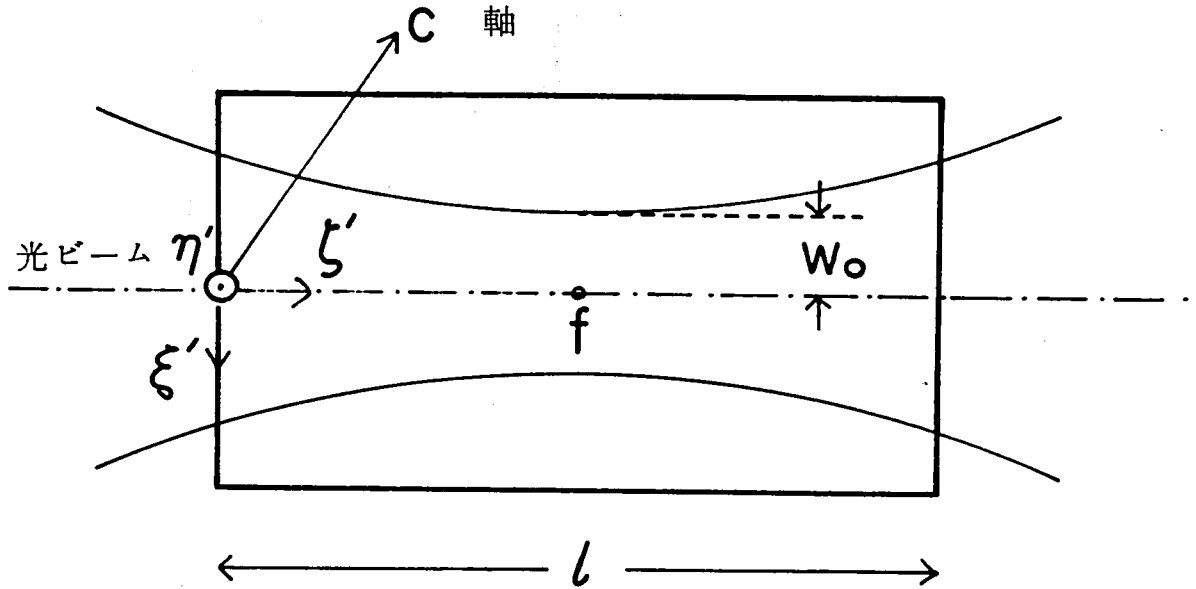
また、基本波の強度を変えて、第3高調波出力を測定した結果を4.1.1図に示す。基本波の強度が大きいとき、やや飽和の傾向が見られるが、第3高調波出力が基本波強度のほぼ3乗に比例していることがわかる。



4.1.1図 基本波出力対第3高調波出力特性

4.4.3 第3高調波出力関係式の誘導 (4-8)

第2高調波発生に関するBoydおよびKleinmanの解析方法を⁽⁴⁻¹²⁾、第3高調波発生の場合に拡張して、第3高調波出力を与える式を求めた。



4.12図 結晶内における光の伝搬

4.12図に示すように、結晶内を ζ' 方向に伝搬する TEM_{00} モードの基本波ビームの電界は、

$$E(\xi', \eta', \zeta') = \frac{E_0}{1+i\tau'} \cdot \exp\left[ik_1 \zeta' - \frac{\xi'^2 + \eta'^2}{w_0^2(1+i\tau')}\right] \quad \dots\dots\dots (4.36)$$

であるとする。ただし、結晶の吸収はないとし、 w_0 を最小ビーム半径($\zeta' = f$ にあるとする)、 k_1 は、伝搬常数である。また、 τ' は、 b を共焦点パラメータとすると、

$$\tau' = 2(\zeta' - f)/b \quad \dots\dots\dots (4.37)$$

で与えられる。なお、結晶の光軸は、 $\xi'\zeta'$ 面内にあるものと仮定する。

3次の分極 P_3 は、 E^3 に比例するが、この分極から ζ' 点で生じる第3高調波増分 $dA_3(\xi', \eta', \zeta')$ は、次のように書かれる。

$$\begin{aligned} dA_3(\xi', \eta', \zeta') &= \frac{2\pi i \omega_3}{c n_3} \cdot P_3 \cdot \exp(-ik_3 \zeta') d\zeta' \\ &= \frac{2\pi i \omega_3}{c n_3} \cdot \frac{P^e}{(1+i\tau')^2} \exp(i\Delta k \zeta') \cdot \left\{ \frac{1}{1+i\tau'} \cdot \exp\left[-\frac{3(\xi'^2 + \eta'^2)}{w_0^2(1+i\tau')}\right] \right\} d\zeta' \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (4.38)$$

ここで、 $P^e = c_{eff} E_0^3$ 、 $\Delta k = 3k_1 - k_3$ である。

(4.38)式の{ }部分を(4.36)式と比べるとわかるように、この部分は、最小ビーム半径 $w_0/\sqrt{3}$ を持つガウス状ビームの振幅と同じ形をしており、これが、実際に結晶内を伝搬する第3高調波に相当すると考えられる。第3高調波は異常光線なので、結晶内では、複屈折の効果のため光軸を含む面内で進路を変える(付A)。複屈折角を ρ とすると、高調波発生点 (ξ', η', ζ') と観測点 (ξ, η, ζ) の間に成立する関係、

$$\begin{cases} \xi' = \xi - \rho(l - \zeta') \\ \eta' = \eta \end{cases}$$

を用い、さらに、結晶の全長についての寄与を考慮すると、第3高調波の電界は、

$$E_3(\xi, \eta, \zeta) = \frac{2\pi\omega_3 P^e}{c n_3 (1+i\tau)} \cdot \exp(i3k_1 \zeta) \times \int_0^l \frac{1}{(1+i\tau')^2} \exp\left[i\Delta k \zeta' - \frac{3\{[\xi - \rho(l - \zeta')]^2 + \eta^2\}}{w_0^2 (1+i\tau)}\right] d\zeta' \quad \dots\dots\dots (4.39)$$

で与えられる。ただし、 τ は

$$\tau = 2(\zeta - f)/b \quad \dots\dots\dots (4.40)$$

であり、通常の観測点では、 $\tau \gg 1$ と考えてよい。したがって、

$$1/w_0^2 (1+i\tau) \simeq (1-i\tau)/(w_0 \tau)^2$$

としてよいから、(4.39)式は、次のように書き直される。

$$\begin{aligned} E_3(\xi, \eta, \zeta) &= \frac{2\pi\omega_3 P^e}{c n_3 \tau} \cdot \exp[i3k_1 \zeta - 3(1-i\tau)(s^2 + s'^2)] \\ &\times \int_0^l \frac{1}{(1+i\tau')^2} \exp(i\Delta k \zeta' + i6\beta s \tau') d\zeta' \\ &= \frac{\pi\omega_3 P^e b}{c n_3 \tau} \cdot \exp[i3k_1 \zeta - 3(1-i\tau)(s^2 + s'^2)] \\ &\times \int_{-\xi_c(1-\mu)}^{\xi_c(1+\mu)} \frac{\exp[i\Delta k f + i(b \cdot \Delta k / 2 + 6\beta s) \tau']}{(1+i\tau')^2} d\tau' \quad \dots\dots\dots (4.41) \end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{cases} s = [\xi - \rho(l - f)]/w_0 \tau, & s' = \eta/w_0 \tau \\ \beta = \rho b / 2w_0, & \mu = (l - 2f)/l, & \xi_c = l/b \end{cases} \quad \dots\dots\dots (4.42)$$

である。

第3高調波強度は、 $(n_3 c / 8\pi) \cdot |E_3|^2$ で与えられ、出力は、これを結晶断面について積分したものである。したがって、第3高調波出力 S_3' は、

$$S_3' = \frac{n_3 c}{8\pi} \cdot \left| \frac{\omega_3 \pi b P^e}{c n_3 \tau} \right|^2 \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} d\xi d\eta \cdot \exp[-6(s^2 + s'^2)] \\ \times \iint_{-\xi_c(1-\mu)}^{\xi_c(1+\mu)} d\tau' d\tau'' \cdot \frac{\exp[i b \Delta k \cdot (\tau' - \tau'') / 2 + i 6 \beta s (\tau' - \tau'')]}{(1 + i \tau')^2 (1 - i \tau'')^2} \quad \dots\dots\dots (4.43)$$

で与えられる。

今、基本波が、ほとんど平行ビームとして入射されたとすると、 $\tau', \tau'' \ll 1, \xi_c \ll 1$ であり、また、 $b \Delta k \ll \beta$ と考えてよく、(4.43) 式は、次のように簡単になる。

$$S_3' = \frac{\omega_3^2 \pi b^2 (P^e)^2 w_0^2}{8 c n_3} \cdot \frac{\pi}{6} \iint_{-\xi_c(1-\mu)}^{\xi_c(1+\mu)} \exp[-3\beta^2 (\tau' - \tau'')^2 / 2] d\tau' d\tau'' \quad \dots\dots\dots (4.44)$$

さらに、

$$\tau' = -\xi_c(1-\mu) + u' / \sqrt{3} \beta, \\ \tau'' = -\xi_c(1-\mu) + u'' / \sqrt{3} \beta$$

なる変数変換をほどこすことにより、 S_3' は次のようになる。

$$S_3' = \frac{\pi^2 \omega_3^2 b^2 (P^e)^2 w_0^2}{144 n_3 c \beta^2} \iint_0^l \exp[-(u' - u'')^2 / 2] du' du'' \quad \dots\dots\dots (4.45)$$

ただし、

$$l = 2\sqrt{3} \beta \xi_c = (3\pi)^{1/2} l / (w_0 \pi^{1/2} \rho) = (3\pi)^{1/2} (l / l_a) \quad \dots\dots\dots (4.46)$$

である。もし、 $l < 1$ 、すなわち複屈折の影響が無視できるとき、(4.45) 式の積分の寄与は l^2 になり、したがって、第3高調波出力 S_3' は、

$$S_3' = \frac{\pi^2 \omega_3^2 b^2 (P^e)^2 w_0^2}{144 n_3 c \beta^2} l^2 \quad \dots\dots\dots (4.47)$$

となる。非線形光学分極 P^e は、基本波出力 S_1 と

$$P^e = 64 c_{\text{eff}} \cdot S_1^{3/2} / w_0^2 (n_1 c)^{3/2}$$

なる関係にあるから、この式と(4.46)および(4.42)式を用いれば、第3高調波出力と基

本波出力との関係は,

$$S_3' = 24 \left(\frac{128\pi^2 \omega_1^4 c_{\text{eff}}^2 \ell^2}{c^6 n_1 n_3 b^2} \right) S_1^3 \quad \dots\dots\dots (4.48)$$

となる。

4.4.4 3次非線形光学係数の評価

(4.48)式と, 4.4表に示した実験結果を用いて, LiIO_3 結晶の3次非線形光学係数を評価する。

(4.48)式は, 第I種の過程について求めたものであるが, 光ビームの集束効果や複屈折の影響が小さいときには, 第II種の過程でも成立する。

実験では, ほぼ平行ビームを用い, また, 複屈折の影響も小さいと考えられるので, 非線形光学係数を評価するために(4.48)式を用いることができる。4.1表および4.4表に示した屈折率, 位相整合角, 結晶長および第3高調波相対出力値を(4.48)式に代入し, ADP結晶の $c_{11} - 3c_{13}$ を基準にして, 3次の非線形光学係数の値を求めた。ただし, ADPの屈折率として $n_1 = 1.506$, $n_3 = 1.499$ を用いた。結果は次のとおりである。

$$\left| (c_{11} - 3c_{13})^{\text{KDP}} / (c_{11} - 3c_{13})^{\text{ADP}} \right| = 2.1$$

$$\left| c_{12}^{\text{LiIO}_3} / (c_{11} - 3c_{13})^{\text{ADP}} \right| = 1.0$$

$$\left| c_{33}^{\text{LiIO}_3} / (c_{11} - 3c_{13})^{\text{ADP}} \right| \approx 30.0$$

以上のことから, LiIO_3 結晶の c_{33} はかなり大きな値を持つことがわかる。また, c_{12} も零とは異なる有限の値を示し, 3次の非線形光学係数においても, 2次の場合と同様に, Kleinmanの対称条件が厳密に成立していないことが明らかになった。

4.5 結 言

- (1) くりかえし形のQスイッチ $\text{Nd}:\text{YAG}$ レーザーと LiIO_3 結晶を用いて, 第2高調波発生および周波発生の実験を行ない, LiIO_3 結晶の2次非線形光学係数を, KDP結晶のものと比較することによって評価した。その結果, LiIO_3 結晶の2次非線形光学係数 d_{31} は, KDPの d_{31} の約9.3倍の値を示すことがわかった。
- (2) LiIO_3 結晶の d_{14} なる係数は, Kleinmanの対称条件により零となる係数であるが, 第II種の過程による実験の結果, わずかではあるが, 非線形光学作用が生じており, d_{14} は, 零とは異

なる有限の値を示すことがわかった。すなわち、Kleinmanの対称条件が厳密には成立しないことが明らかになった。

- (3) 上記のレーザーを用い、第3高調波発生の実験を行ない、LiIO₃結晶の3次非線形光学係数を、ADPおよびKDP結晶の係数と比較した。その結果、LiIO₃結晶の3次非線形光学係数 c_{33} は、ADP結晶の $(c_{11} - 3c_{18})$ の数百倍もの大きさを持つことがわかった。
- (4) LiIO₃結晶の3次非線形係数 c_{12} は、Kleinmanの条件により零となる係数であるが、第I種の過程による第3高調波発生の実験を行なった結果、ADPの $(c_{11} - 3c_{18})$ の約10倍の値を示した。したがって、3次非線形光学係数についても、Kleinmanの対称条件は厳密に成立しないことが明らかになった。
- (5) 上記の各実験において、各過程を判別するために、通常の位相整合特性の測定のほかに、入射光の偏光状態と非線形光学出力との関係についての測定を行ない、これらが理論的考察と一致することを確かめた。
- (6) 3次非線形光学係数を求めるのに、第3高調波出力の関係式が必要であるが、BoydおよびKleinmanの解析方法にしたがって、第3高調波出力を与える関係式を導いた。

第5章 第2高調波発生におけるレーザー光自身が与える熱的影響

5.1 序 言

非線形光学現象において、位相整合は不可欠の要素であるが、もし結晶の屈折率が一様でないと、結晶の各部分で位相整合条件が異なり、出力の低下などが生じる。

この問題について、従来、結晶育成中に生じる不均質性に関連して考察がなされたが^{(5~1)~(5~6)}、ここでは、レーザー光自身に起因する結晶内の温度分布に注目し、これによって生じる結晶の不均質性が、第2高調波発生に与える影響について検討する。

TEM_{00} の横モードを持つレーザー光によって発生する結晶内の温度分布を、熱伝導の微分方程式を近似的に解くことによって導びき、この温度分布が、位相整合特性に与える影響について理論的な考察を行なった^(5~7)。

その結果、非線形光学結晶における光吸収が大きいとき、第2高調波出力の低下、位相整合特性の非対称化および半値温度幅の増加などの現象が生じることが明らかになった。したがって、従来実験でしばしば観察された基本波強度対第2高調波強度の特性の2乗曲線からのずれや、予想外に小さい第2高調波出力などの現象を、このような解析によってかなりよく説明できる。

また、逆に、精密な非線形光学効果の測定には、あまり強力なレーザー光を用いるべきでないことがわかる。

5.2 レーザー光により発生する結晶内温度分布

非線形光学現象の実験では、かなり強いレーザー光を結晶に入射させるが、レーザー光の一部が、結晶内で吸収されるとき、その吸収エネルギーが熱源となって、結晶の温度を上昇させたり、レーザー光の空間分布にしたがって、結晶内に一様でない温度分布を生じさせたりする。その結果、このような温度分布に応じて、結晶の屈折率も、各部分で異なった値を持ち、結晶が、一般に、不均質になる。

この不均質性は、結晶の屈折率に敏感に反応する位相整合の過程を通じて、第2高調波出力に影響を与える。

この節では、まず、 TEM_{00} なる横モードを持つレーザー光を結晶に入射させたときに生じる結晶内の温度分布を、熱伝導の方程式を解くことによって求める。

入射レーザー光は、平面波で、その電界 $E(r)$ は、

$$E(r) = E_0 \cdot \exp(-r^2/u_0^2) \quad \dots (5.1)$$

であるとする。ただし、 E_0 は、ビームの中心の電界、 w_0 はビームの最小スポット径、また、 r は、ビームの断面において、中心から径方向の距離とする。なお、非線形光学結晶の断面は、レーザービームの直径に比べて、十分大きいものとする。

レーザー光出力 $W(r)$ は、 $E(r)$ の 2 乗に比例するから、(5.1) 式に応じて、

$$W = W_0 \exp(-2 r^2 / w_0^2) \quad \dots (5.2)$$

なる分布を持つ。ただし、ここでは、定常的な場合のみを取り扱うので、 W_0 は、時間的に平均された値と考える。

いま、結晶の吸収係数を η_a とすると、結晶内で吸収されるエネルギーは、

$$W(r) \cdot \{1 - \exp(-\eta_a l)\} \quad \dots (5.3)$$

となる。ただし、 l は結晶長である。

熱伝導の微分方程式では、熱源として、吸収エネルギーの密度 q が必要なので、(5.3) 式を入射エネルギー分布の有効体積で割る必要がある。この有効体積は、

$$2 \pi l \int_0^\infty r dr \cdot \exp(-2 r^2 / w_0^2) = \pi w_0^2 l / 2 \quad \dots (5.4)$$

であるから、吸収エネルギー密度は、

$$\begin{aligned} q &= W(r) \cdot \{1 - \exp(-\eta_a l)\} / (\pi w_0^2 l / 2) \\ &= q_0 \exp(-2 r^2 / w_0^2) \end{aligned} \quad \dots (5.5)$$

で与えられる。通常は、 $\eta_a l \ll 1$ であるから、(5.5) 式は、

$$q_0 \simeq 2 W_0 \cdot \eta_a / \pi w_0^2 \quad \dots (5.6)$$

となる。非線形光学結晶は、関与する波長に対し一般に透明であり、その吸収係数 η_a の値は、弱い光に対しては、精々、 $0.001 \sim 0.01 \text{ cm}^{-1}$ の程度である。しかし、かなり強いレーザー光を入射させるときには、結晶内で種々の非線形光学現象、たとえば、多光子吸収、音波の発生や消滅および電離現象などが同時に生じ、吸収係数 η_a は急激に増加する^(5~8)。非線形光学現象は、入射波の尖頭出力が大きいほど、大きい効果を示すので、レーザー光のエネルギーの時間的平均値が同じ場合でも、くりかえし形 Q スイッチレーザーを用いたときの吸収係数の方が、連続発振レーザーを用いたときの値より大きい。

(5.5) および (5.6) 式で与えられる熱源を含む熱伝導方程式は、円筒座標を用い、かつ結晶の温度分布がビーム断面の径方向にだけ依存するものとすれば、定常状態では^(5~9)、

$$\frac{d^2(\Delta T)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d(\Delta T)}{dr} + \frac{q_0}{K} \exp(-2 r^2 / w_0^2) = 0 \quad \dots (5.7)$$

で与えられる。ただし， ΔT は，結晶内の温度上昇， K は結晶の熱伝導率である。

この微分方程式を $d(\Delta T)/dr$ について解くと，

$$\frac{d(\Delta T)}{dr} = \frac{A_1}{r} + \frac{q_0 w_0^2}{4K} \cdot \frac{1}{r} \exp(-2r^2/w_0^2) \quad \dots (5.8)$$

となるが， $r=0$ ，すなわち，入射ビームの中心で， $d(\Delta T)/dr$ が無限大になることは物理的に起こり得ないから，積分常数 A_1 は

$$A_1 = -q_0 w_0^2 / 4K$$

したがって，(5.8) 式は，

$$\frac{d(\Delta T)}{dr} = -\frac{q_0 w_0^2}{4K} \cdot \frac{1 - \exp(-2r^2/w_0^2)}{r} \quad \dots (5.9)$$

となる (5-10)。

しかし，(5.9) 式を解くことは非常に困難であり，また，もし解けたとしても， $\Delta T(r)$ が非常に複雑な関数となるのでは後の計算に不便なので，次のように近似関数を導入する。

(5.9) 式の解は， A_2 を積分常数とすると，一般には，

$$\Delta T(r) = A_2 - \frac{q_0 w_0^2}{4K} \int^r \frac{1 - \exp(-2r^2/w_0^2)}{r} dr \quad \dots (5.10)$$

なる形を持つが，右辺の被積分項を展開し，項ごとに積分を行なうと，

$$\begin{aligned} \Delta T(r) = A_2 - \frac{q_0 w_0^2}{8K} \left[\left(\frac{2r^2}{w_0^2} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{2r^2}{w_0^2} \right)^2 + \frac{1}{18} \left(\frac{2r^2}{w_0^2} \right)^3 \right. \\ \left. - \frac{1}{96} \left(\frac{2r^2}{w_0^2} \right)^4 + \frac{1}{600} \left(\frac{2r^2}{w_0^2} \right)^5 - \dots \right] \quad \dots (5.11) \end{aligned}$$

なる結果が得られる。

境界条件は， $\Delta T(\infty) = 0$ であり，また，(5.11) 式の級数の形から， $\Delta T(r)$ は指数関数の形を持つと考えられるから，近似関数

$$\begin{aligned} \Delta T_a(r) &= A_2 \exp(-B_2 r^2) \\ &= A_2 \left[1 - B_2 r^2 + \frac{1}{2} (B_2 r^2)^2 - \frac{1}{6} (B_2 r^2)^3 + \dots \right] \quad \dots (5.12) \end{aligned}$$

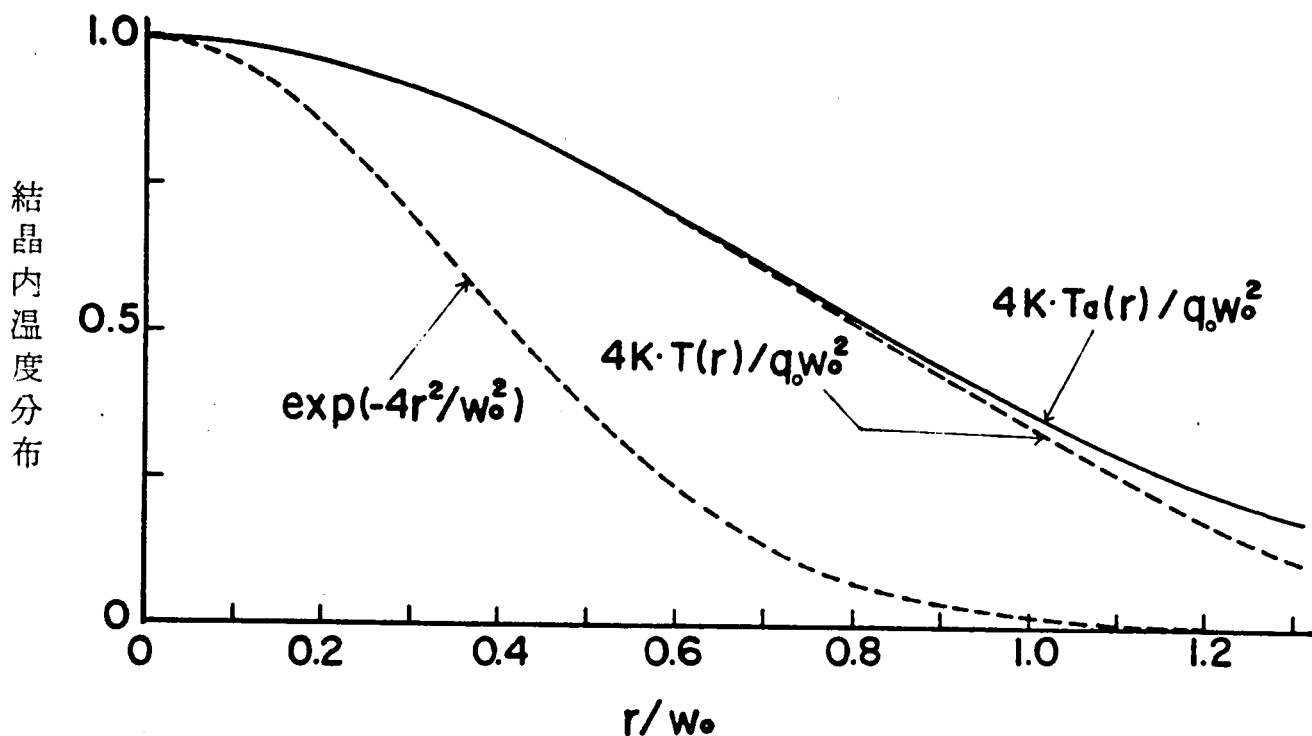
を仮定する。後で述べるように， r の小さい部分，すなわち，入射光ビームの中心部分のみが，非線形光学作用に大きく寄与するので，(5.11) および (5.12) 式の右辺の最初のう項を，まったく等しいとおくことによって， A_2 および B_2 を決定する。その結果，

$$A_2 = q_0 w_0^2 / 4K \quad , \quad B_2 = 1/w_0^2$$

が得られ、 $\Delta T_a(r)$ は、

$$\Delta T_a(r) = (q_0 w_0^2 / 4K) \cdot \exp(-r^2/w_0^2) \quad \dots (5.13)$$

となる。(5.11) および (5.13) 式の曲線を 5.1 図に示す。これからわかるように、両関数は、



5.1 図 結晶内の温度分布と $\exp(-4r^2/w_0^2)$ の曲線

r が大きくなるにしたがって不一致が大きくなり、したがって、 $\Delta T_a(r)$ の近似度が悪くなる。しかし、第2高調波の出力は、入射光の電界 $E(r)$ の4乗に比例するから、その空間分布は、 $\exp(-4r^2/w_0^2)$ に比例する。 $\exp(-4r^2/w_0^2)$ を r/w_0 の関数として、5.1 図に示したが、この曲線と、 $\Delta T(r)$ および $\Delta T_a(r)$ の曲線を比較すればわかるように、 $\Delta T(r)$ と $\Delta T_a(r)$ の差が顕著になるような r の大きいところでは、 $\exp(-4r^2/w_0^2)$ の値は非常に小さくなり、したがって、 $\Delta T(r)$ の第2高調波出力への寄与が無視できるようになる。したがって、結晶内の温度分布関数として、 $\Delta T_a(r)$ は、十分よい近似関数と考えられる。

(5.13) 式から、光ビームの中心における結晶の温度は、中心から十分離れた部分の温度より、

$$q_0 w_0^2 / 4K \simeq W_0 \eta_a / 2\pi K \quad \dots (5.14)$$

だけ高いことがわかる。たとえば、 $K = 10^{-2} \text{ watt/cm}^\circ\text{K}$ (5-11), $\eta_a = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ (5-7) および $W_0 = 1 \text{ watt}$ とすれば温度上昇は、約 1.6°K となる。

5.3 結晶内温度分布が第2高調波出力に与える影響

5.3.1 位相整合特性

入射レーザー光が、一様な空間分布を持つ平面波であるとき、第2高調波発生における位相整合特性は、

$$\sin^2(\Delta k l / 2) / (\Delta k l / 2)^2$$

に比例する。ただし、 $\Delta k = k_2 - 2k_1$ であり、 k_2 および k_1 は、結晶内における第2高調波および基本波の伝搬ベクトルである。

しかし、入射ビームが、ガウス状の空間分布を持ち、かつ、結晶内に温度分布が生じるときには、 Δk は、空間座標の関数となる。結晶内の温度分布が、(5.13) 式のように、 r だけの関数であるとき、第2高調波出力、 S_2 は、

$$S_2 = J \int_0^\infty r dr \cdot \exp(-4r^2/w_0^2) \cdot \frac{\sin^2(\Delta k l / 2)}{(\Delta k l / 2)^2} \quad \dots (5.15)$$

で与えられる。ここに、 J は比例常数であり、また、結晶断面は入射光ビームに比べて十分大きいと仮定しているので、積分範囲を無限大までとっている。

Δk を、屈折率によって表わすと、

$$\Delta k = (4\pi/\lambda) \cdot \{n_1^0 - n_2(\theta)\} \quad \dots (5.16)$$

となる。ただし、 λ は入射光の波長、 n_1^0 は λ における結晶の常屈折率、 $n_2(\theta)$ は第2高調波における結晶の異常屈折率で、その値は入射光の伝搬方向と結晶の光学軸の間の角 θ に依存する。(5.16) 式の Δk を、温度 T について展開し、その1次の項までとると (5-4), (5-5)

$$\Delta k = \frac{4\pi}{\lambda} \{n_1^0 - n_2(\theta_m)\}_{T=T_m} + \frac{4\pi}{\lambda} \left\{ \frac{\partial n_1^0}{\partial T} - \frac{\partial n_2(\theta_m)}{\partial T} \right\}_{T=T_m} (T - T_m) \quad \dots (5.17)$$

となる。ここで、 θ_m および T_m は、位相整合状態における角度および温度であり、 $\partial n_2(\theta_m)/\partial T$ は、 θ_m における $\partial n_2/\partial T$ の値を示す。

(5.17) 式の右辺第1項は、完全な位相整合状態に対応しているから、零である。したがって、

$$\left\{ \frac{\partial n_1^0}{\partial T} - \frac{\partial n_2(\theta_m)}{\partial T} \right\}_{T=T_m} = -\beta_t \quad \dots (5.18)$$

とおけば、(5.17) 式は、次のように書き直される。

$$\Delta k = (4\pi\beta_t/\lambda) \cdot (T_m - T) \quad \dots (5.19)$$

ところで、(5.17) 式および (5.19) 式における T は、(5.13) 式に示したように r の関数であ

る。光ビームを入射させないときの結晶温度を T_0 とすれば，光ビームを入射させたときの $T(r)$ は，(5.13) 式を用いて，

$$T(r) = T_0 + (q_0 w_0^2 / 4 K) \cdot \exp(-r^2 / w_0^2) \quad \dots (5.20)$$

で与えられる。これを (5.19) 式に代入し，さらに，

$$a_0 = \frac{\pi}{\lambda} \cdot \frac{q_0 w_0^2 \beta_l l}{K} \simeq \frac{2 W_0 \eta_a \beta_l l}{\lambda K} \quad \dots (5.21)$$

$$t = \frac{4\pi}{\lambda} \beta_l l (T_m - T_0) \quad \dots (5.22)$$

なる a_0 および t を定義すると，

$$4kl/2 = \{ t - a_0 \exp(-r^2 / w_0^2) \} / 2 \quad \dots (5.23)$$

なる式が得られる。(5.23) 式を (5.15) 式に代入することにより，第2高調波出力 S_2 は

$$S_2 = J \int_0^\infty \frac{4 \sin^2 \{ \{ t - a_0 \exp(-r^2 / w_0^2) \} / 2 \}}{\{ t - a_0 \exp(-r^2 / w_0^2) \}^2} \times \exp(-4r^2 / w_0^2) \cdot r dr \quad \dots (5.24)$$

で与えられる。

(5.24) 式の積分を評価するため，

$$t - a_0 \exp(-r^2 / w_0^2) = Y$$

とおけば，

$$\begin{aligned} S_2 &= \frac{2w_0^2}{a_0^4} J \int_{t-a_0}^t (t-Y)^3 \cdot \frac{\sin^2(Y/2)}{Y^2} dY \\ &= \frac{w_0^2}{a_0^4} J \int_{t-a_0}^t (t-Y)^3 \frac{1 - \cos Y}{Y^2} dY \end{aligned} \quad \dots (5.25)$$

と書ける。

$4k=0$ のときの第2高調波出力 S_{20} で，(5.25) 式を割り，規格化された第2高調波出力 S_2 / S_{20} を求める。 S_{20} は，

$$S_{20} = J \int_0^\infty r dr \cdot \exp(-4r^2 / w_0^2) = \frac{1}{8} J w_0^2$$

で与えられるから，規格化された第2高調波出力は，

$$\frac{S_2}{S_{20}} = \frac{8}{a_0^4} \int_{t-a_0}^t (t-Y)^3 \cdot \frac{1 - \cos Y}{Y^2} dY \quad \dots (5.26)$$

となる。

$$\begin{aligned}
\int_{t-a_0}^t \frac{1-\cos Y}{Y^2} dY &= \frac{1-\cos(t-a_0)}{t-a_0} - \frac{1-\cos t}{t} \\
&+ S_i(t) - S_i(t-a_0), \\
\int_{t-a_0}^t \frac{1-\cos Y}{Y} dY &= \log_e |t| - \log_e |t-a_0| - C_i(t) + C_i(t-a_0), \\
\int_{t-a_0}^t (1-\cos Y) dY &= a_0 - \sin t + \sin(t-a_0), \\
\int_{t-a_0}^t Y(1-\cos Y) dY &= a_0 t - a_0^2/2 - t \sin t \\
&+ (t-a_0) \sin(t-a_0) - \cos t + \cos(t-a_0),
\end{aligned}$$

なる関係を用いれば、規格化された第2高調波出力は、

$$\begin{aligned}
\frac{S_2}{S_{20}} &= \frac{8}{a_0^4} \left[t^3 \left\{ \frac{1-\cos(t-a_0)}{t-a_0} - \frac{1-\cos t}{t} + S_i(t) - S_i(t-a_0) \right\} \right. \\
&- 3 t^2 \{ \log_e |t| - \log_e |t-a_0| - C_i(t) + C_i(t-a_0) \} \\
&+ 3 t \{ a_0 - \sin t + \sin(t-a_0) \} - \{ a_0 t - a_0^2/2 \\
&- t \sin t + (t-a_0) \sin(t-a_0) - \cos t + \cos(t-a_0) \} \left. \right] \quad \dots (5.27)
\end{aligned}$$

となる。ただし、

$$\begin{aligned}
S_i(t) &= \int_0^t \frac{\sin Y}{Y} dY \\
C_i(t) &= \int_0^t \frac{\cos Y}{Y} dY
\end{aligned}$$

である。

とくに、 $t = a_0$ の場合は、(5.23) 式からわかるように、光ビームの中心で位相整合されている状態に相当しており、このときの規格化された第2高調波出力は、次のようになる⁽⁵⁻⁷⁾。

$$\begin{aligned}
\frac{S_2}{S_{20}} &= \frac{8}{a_0^4} \left[a_0^3 \left\{ -\frac{1-\cos a_0}{a_0} + S_i(t) - S_i(0) \right\} \right. \\
&- 3 a_0^2 \{ r - C_i(a_0) + \log_e a_0 \} + 3 a_0 (a_0 - \sin a_0) \\
&- (a_0^2/2 - a_0 \sin a_0 - \cos a_0 + 1) \left. \right] \quad \dots (5.28)
\end{aligned}$$

ただし、 r は Euler の常数である。

5.3.2 位相整合角の変化

この小節では、レーザー光を結晶に入射させたときに生じる温度分布により、位相整合角がどの程度変化するかについて評価する。レーザー光を入射させないときの位相整合角を θ_m とし、レーザー光を入射させることによる位相整合角の変化を $\Delta\theta_m$ とすると、第2高調波発生の場合の位相整

合角を与える式は次のようになる。

$$\sin^2(\theta_m + \Delta\theta_m) = \frac{(n_2^{e'})^2}{(n_1^{o'})^2} \cdot \frac{(n_2^{o'})^2 - (n_1^{o'})^2}{(n_2^{o'})^2 - (n_2^{e'})^2} \quad \dots (5.29)$$

ただし, $n_1^{o'}$, $n_2^{o'}$ および $n_2^{e'}$ は, レーザー光による温度上昇を受けたときの結晶の屈折率で, それぞれ, 入射光に対する常屈折率, ならびに第2高調波に対する常および異常屈折率である。

光を入射させないときの結晶温度を位相整合温度とすれば, $T_0 = T_m$ となるが, このときの屈折率を n_1^0 , n_2^0 および n_2^e で表わせば,

$$\begin{cases} n_1^{o'} = n_1^0 + \left(\frac{\partial n_1^0}{\partial T}\right)_{T=T_m} \Delta T \equiv n_1^0 - \beta_1^0 \cdot \Delta T \\ n_2^{o'} = n_2^0 + \left(\frac{\partial n_2^0}{\partial T}\right)_{T=T_m} \Delta T \equiv n_2^0 - \beta_2^0 \cdot \Delta T \\ n_2^{e'} = n_2^e + \left(\frac{\partial n_2^e}{\partial T}\right)_{T=T_m} \Delta T \equiv n_2^e - \beta_2^e \cdot \Delta T \end{cases} \quad \dots (5.30)$$

と書ける。(5.30) 式を (5.29) 式に代入し, $\beta_1^0 \simeq \beta_2^0$ であることを考慮すると,

$$\begin{aligned} (5.29) \text{ 式の右辺} &= \frac{(n_2^e)^2 - 2\beta_2^e n_2^e \cdot \Delta T}{(n_1^0)^2 - 2\beta_1^0 n_1^0 \cdot \Delta T} \times \frac{(n_2^0)^2 - (n_1^0)^2 + 2\beta_1^0 (n_1^0 - n_2^0) \Delta T}{(n_2^0)^2 - (n_2^e)^2 + 2(\beta_2^e n_2^e - \beta_1^0 n_2^0) \Delta T} \\ &\simeq \frac{(n_2^e)^2}{(n_1^0)^2} \cdot \frac{(n_2^0)^2 - (n_1^0)^2}{(n_2^0)^2 - (n_2^e)^2} \left[1 + 2 \left\{ \frac{\beta_1^0}{n_1^0} - \frac{\beta_2^e}{n_2^e} - \frac{\beta_1^0}{n_1^0 + n_2^0} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\beta_1^0 n_2^0 - \beta_2^e n_2^e}{(n_2^0)^2 - (n_2^e)^2} \right\} \Delta T \right] \end{aligned} \quad \dots (5.31)$$

となる。一方, (5.29) 式の左辺は

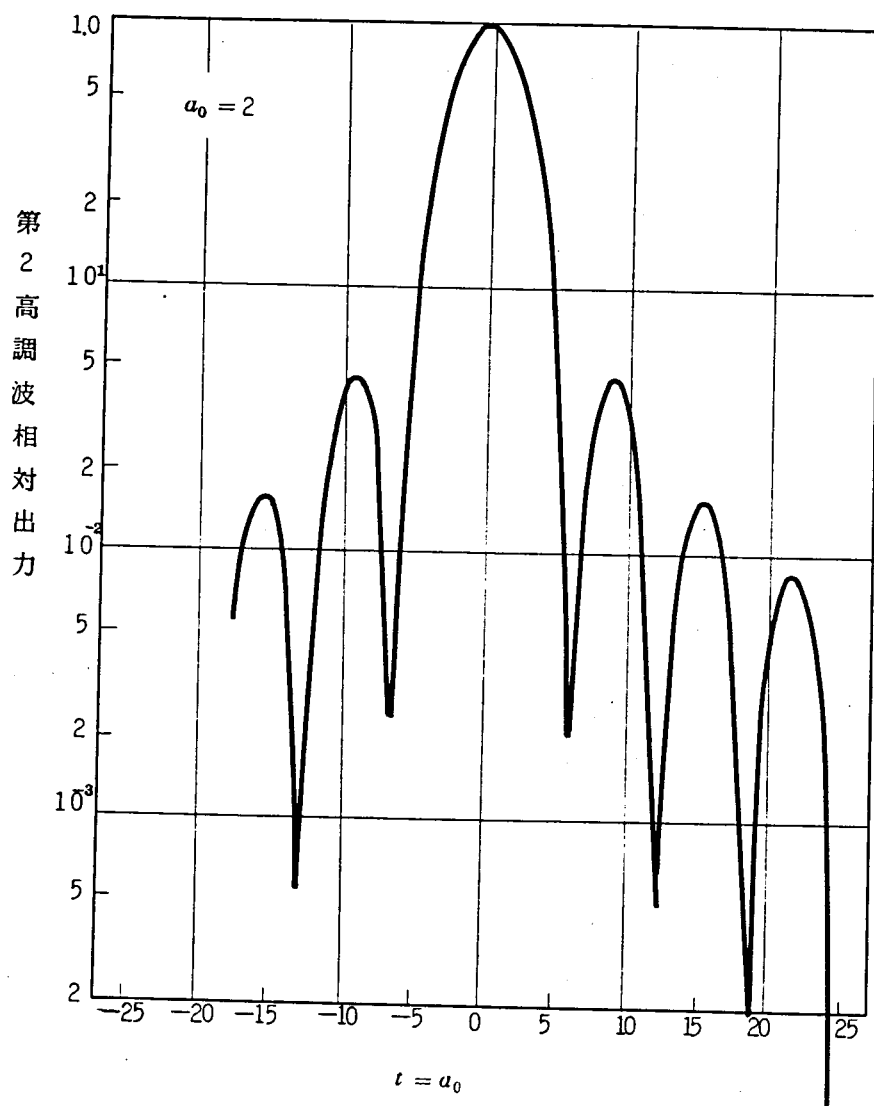
$$\sin^2(\theta_m + \Delta\theta_m) = \sin^2 \theta_m + \sin 2\theta_m \cdot (\Delta\theta_m) \quad \dots (5.32)$$

のように展開できる。さらに,

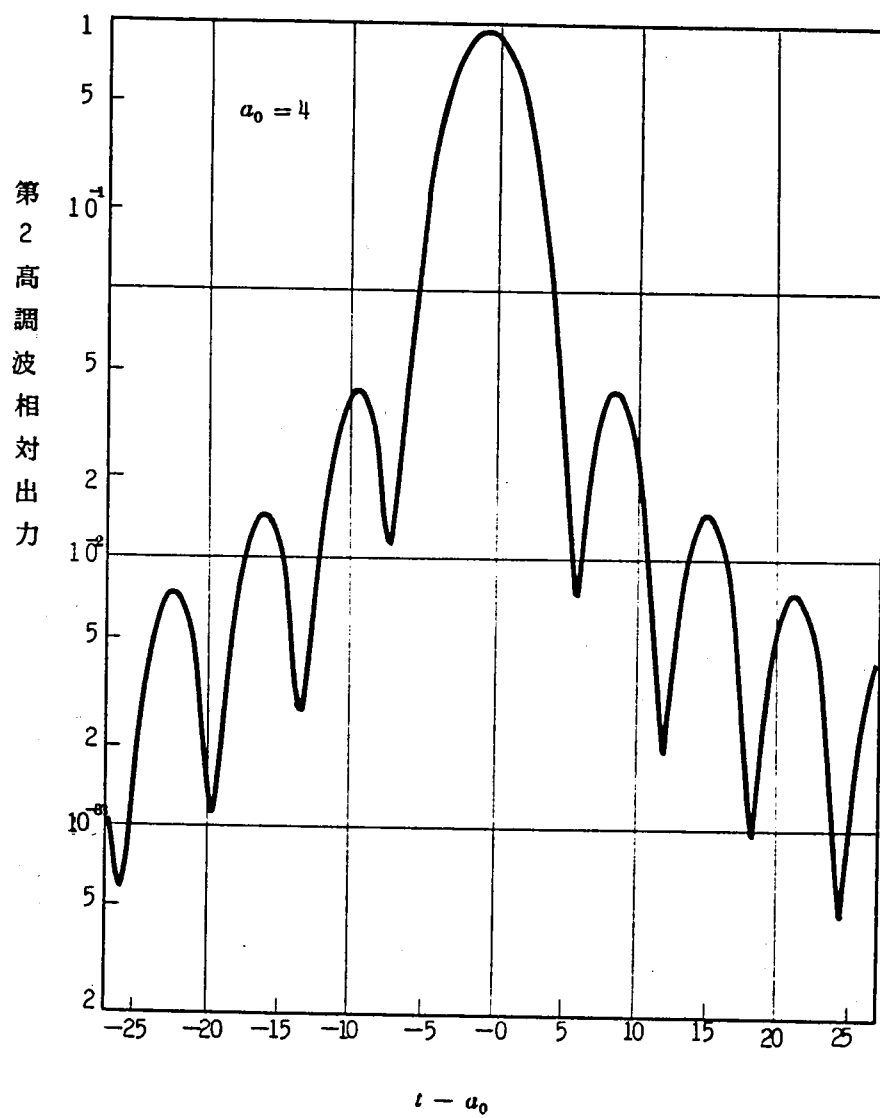
$$\sin^2 \theta_m = \frac{(n_2^e)^2}{(n_1^0)^2} \cdot \frac{(n_2^0)^2 - (n_1^0)^2}{(n_2^0)^2 - (n_2^e)^2}$$

なる関係を (5.32) 式に代入し, (5.31) 式と比較することにより, $\Delta\theta_m$ と ΔT の間に次のような関係式が得られる。

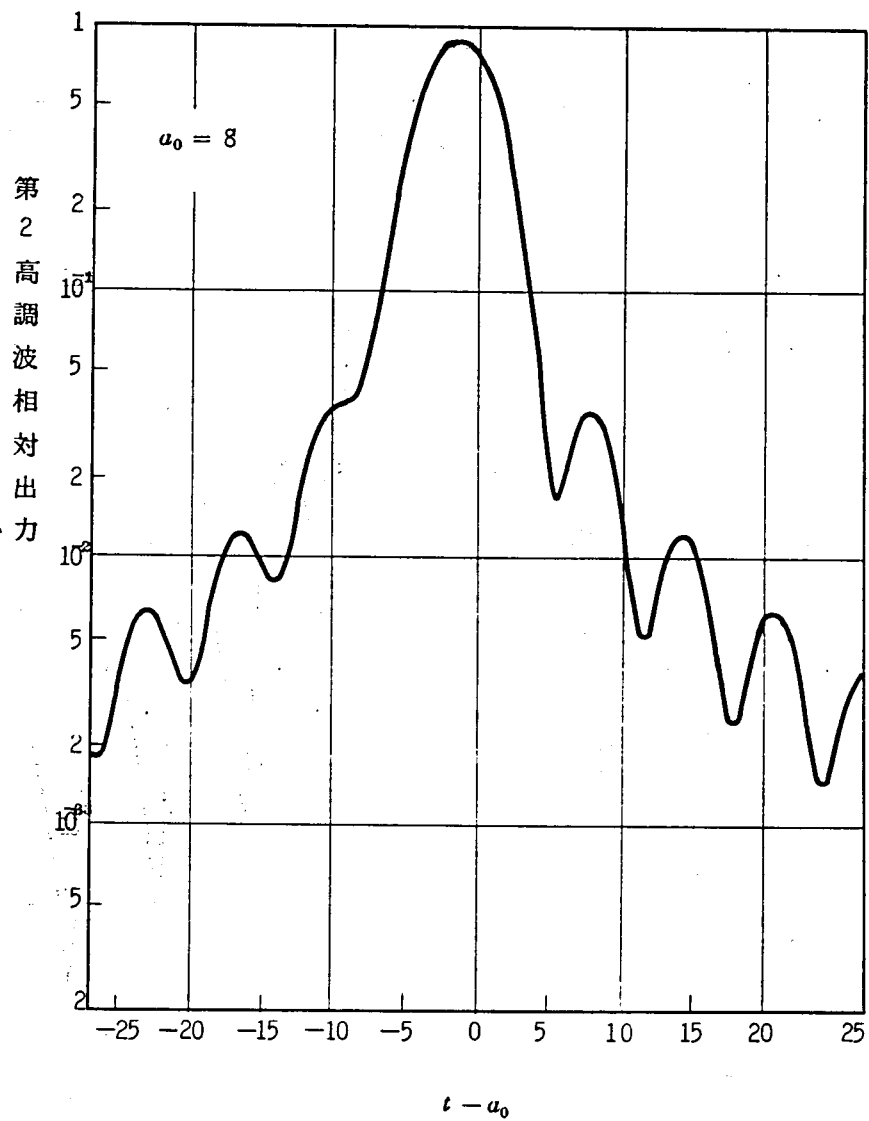
$$\begin{aligned} \Delta\theta_m &= \left[\frac{(n_2^0)^2 - (n_1^0)^2}{(n_1^0)^2 - (n_2^e)^2} \right]^{1/2} \cdot \left[\frac{n_2^e}{n_1^0} \left\{ \frac{1}{n_1^0 + n_2^0} + \frac{n_1^0}{(n_2^0)^2 - (n_2^e)^2} \right\} \beta_1^0 \right. \\ &\quad \left. - \frac{n_2^0}{(n_2^0)^2 - (n_2^e)^2} \beta_2^e \right] \Delta T \end{aligned} \quad \dots (5.33)$$



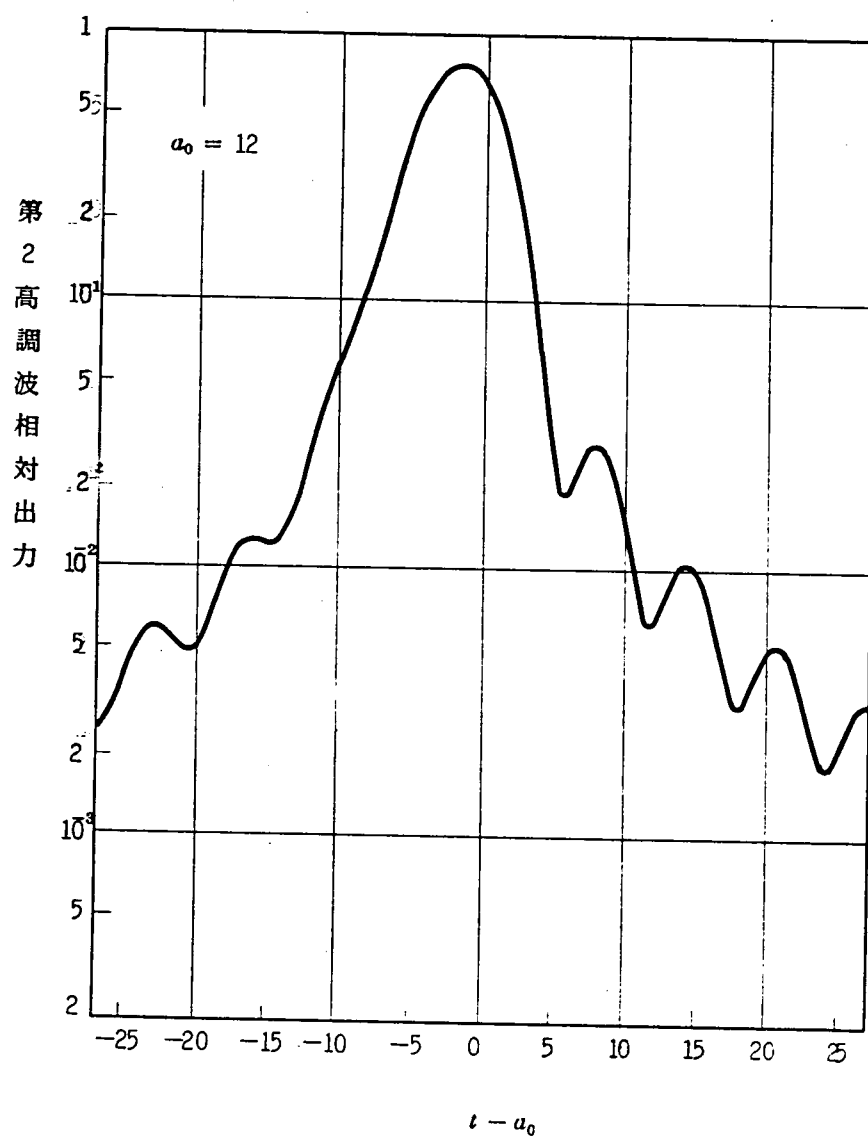
5・2 図 (a) $a_0 = 2$ のときの位相整合特性



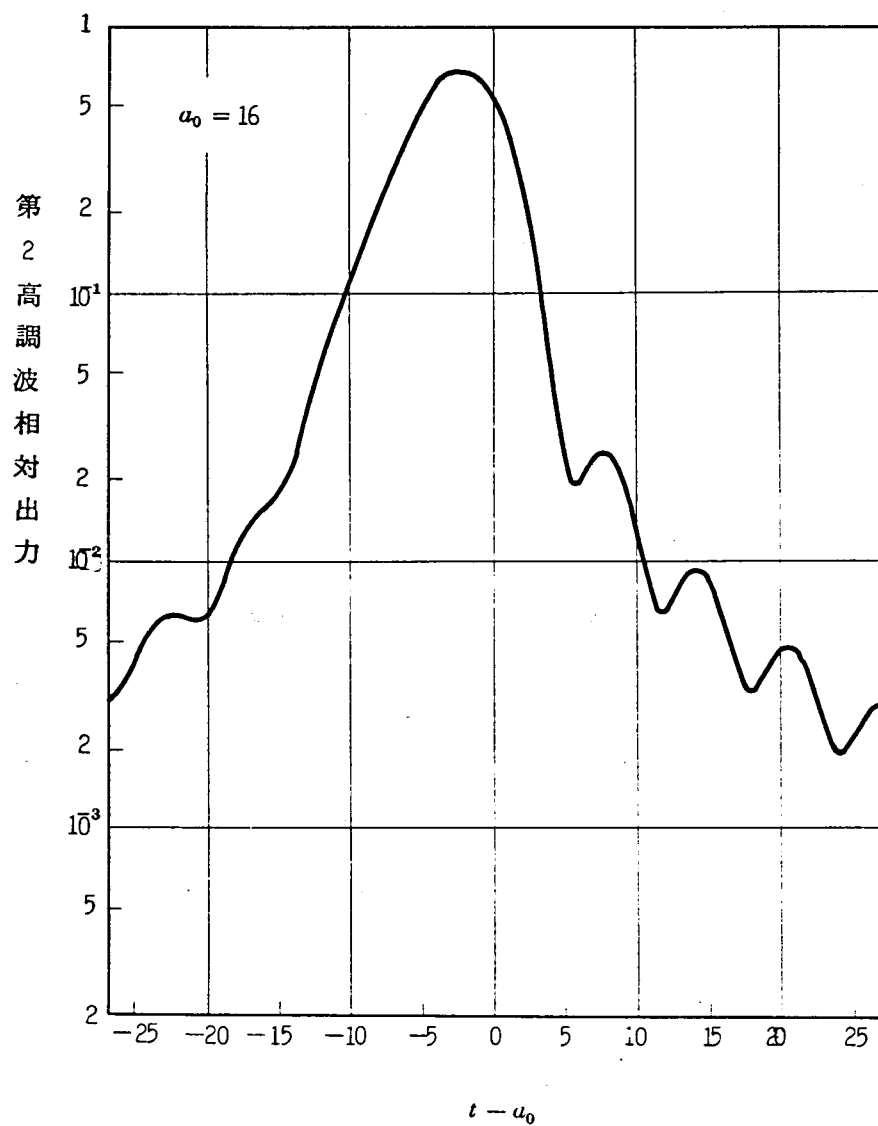
5・2 図 (b) $a_0 = 4$ のときの位相整合特性



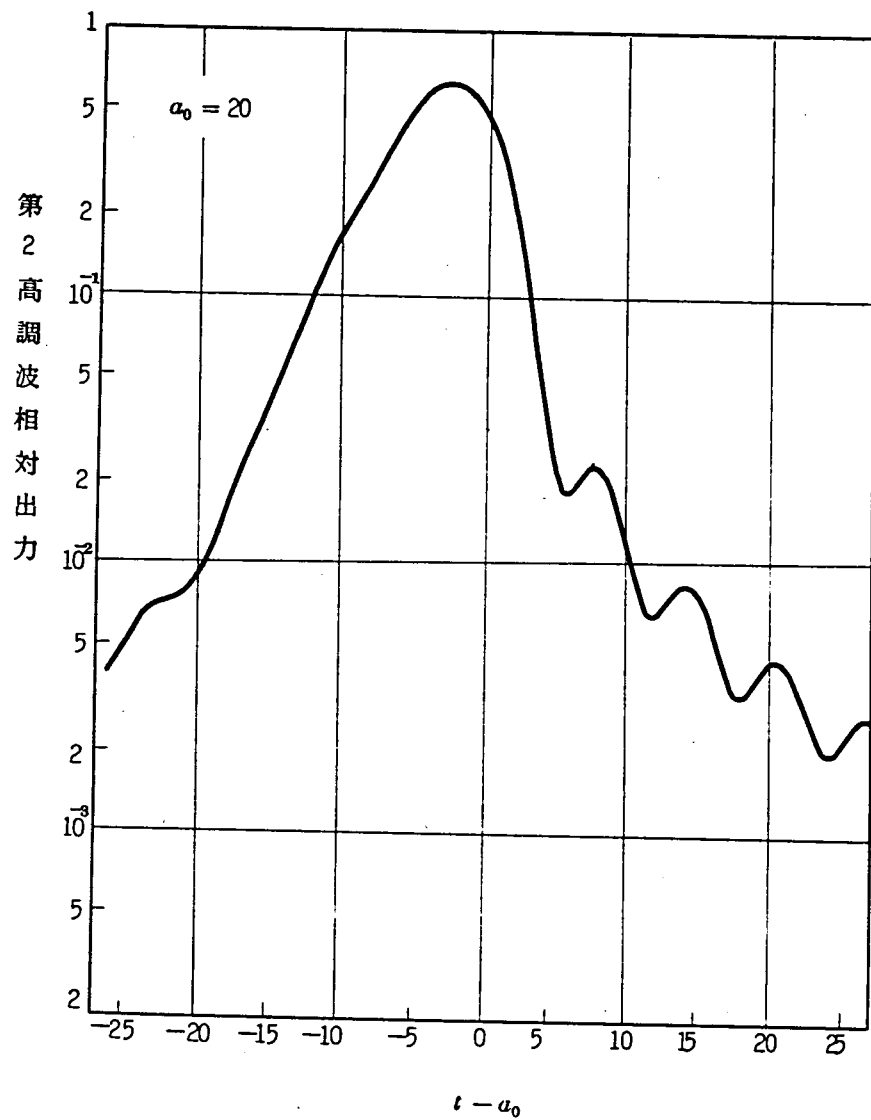
5.2 図(c) $a_0 = 8$ のときの位相整合特性



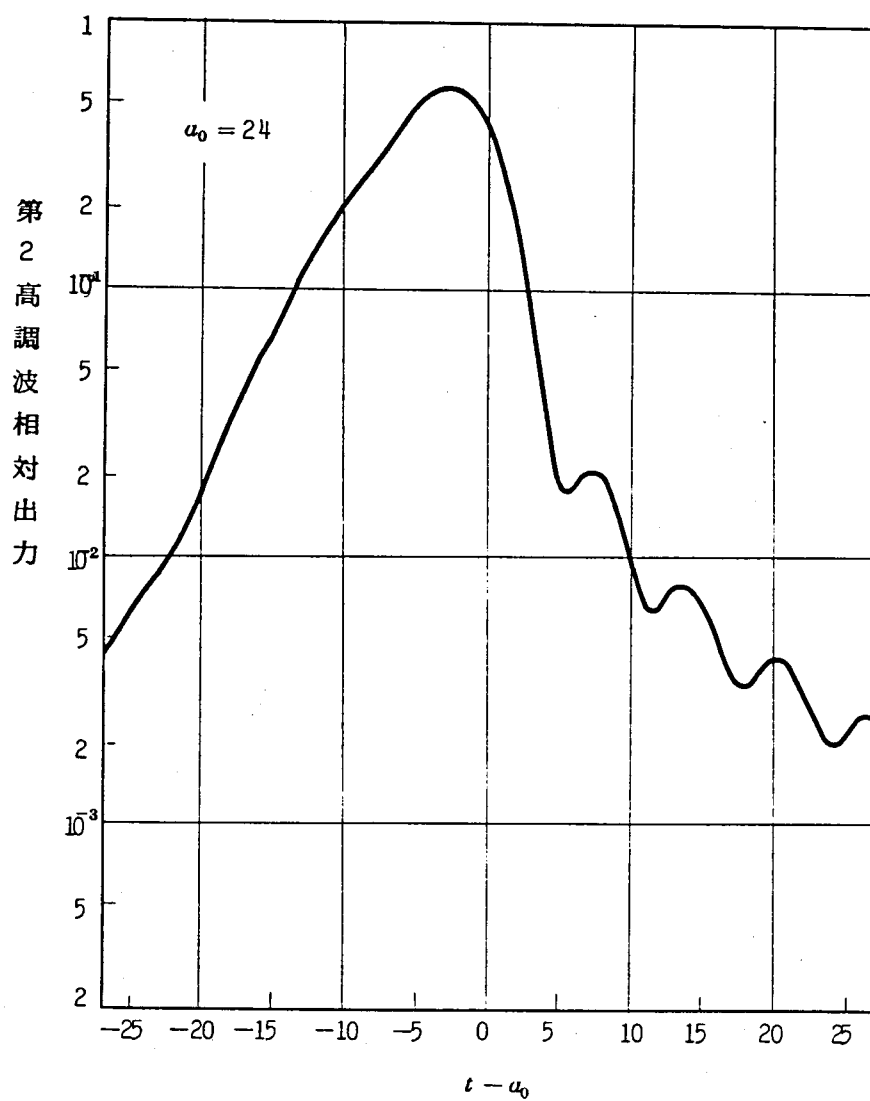
5・2 図 (d) $a_0 = 12$ のときの位相整合特性



5.2 図 (e) $a_0 = 16$ のときの位相整合特性



5・2 図 (f) $a_0 = 20$ のときの位相整合特性



5・2 図 (g) $u_0 = 24$ のときの位相整合特性

具体例として、平均出力 $1W$ の Nd:YAG レーザーと KDP 結晶を用いて第 2 高調波を発生する場合を考える。 $n_1^0=1.494$, $n_2^0=1.512$, $n_2^e=1.470$, $\beta_1^0-\beta_2^e=1.1\times 10^{-5}/^{\circ}K$ ⁽⁵⁻¹²⁾なる値と、 ΔT として 5.2 の例における $1.6^{\circ}K$ を用いると、 $\Delta\theta_m$ は約 0.6 度となる。すなわち、結晶断面において、光ビームの中心部と中心部から離れた部分における位相整合角の差は約 0.6 度である。このように、光ビームによって生じる結晶の温度上昇は、位相整合角を変化させるが、このような現象は、実際には、位相整合角の計算値と実測値が異なるという結果をもたらす。

5.3.3 第 2 高調波出力に与える影響

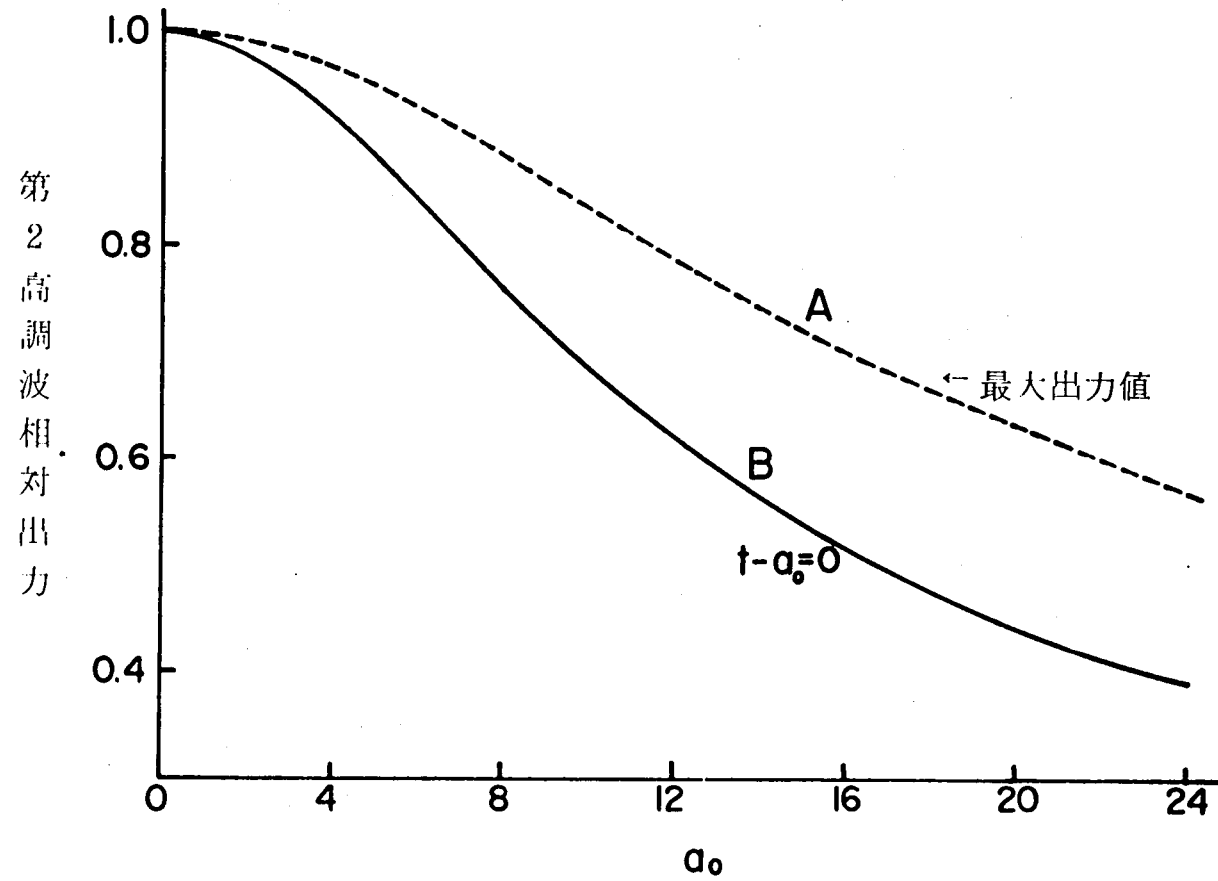
(5.27) 式を用いて、結晶温度を変化させたときの第 2 高調波出力の変化、すなわち、温度に関する位相整合特性を計算した。なお、計算には、電子計算機 (IBM 360 シリーズ 2040) を用いた。

結晶全体の温度変化は、 T_0 の変化によって表わされるが、結晶の種類や基本波の波長に依存せずに一般性を持たせるため、(5.22) 式で与えられたブロックパラメーター l を温度変化量として用いる。また、同じように、結晶内に生じる熱の影響は、波長、結晶の熱伝導率、吸収係数、屈折率の温度変化率および長さなどに依存するが、これらを含めたブロックパラメーターとして、(5.21) 式で与えられた量 a_0 を用いる。(5.22) および (5.21) 式から結晶温度を上昇させると l は減少し、また、 a_0 が大きいときには、第 2 高調波発生における熱の影響が大きいことを意味している。また、(5.23) 式から、 $l=a_0$ のときは、光ビームの中心で位相整合がとれた状態、一方、 $l=0$ のときは、光ビームの周辺部でだけ位相整合がとれている状態であることがわかる。

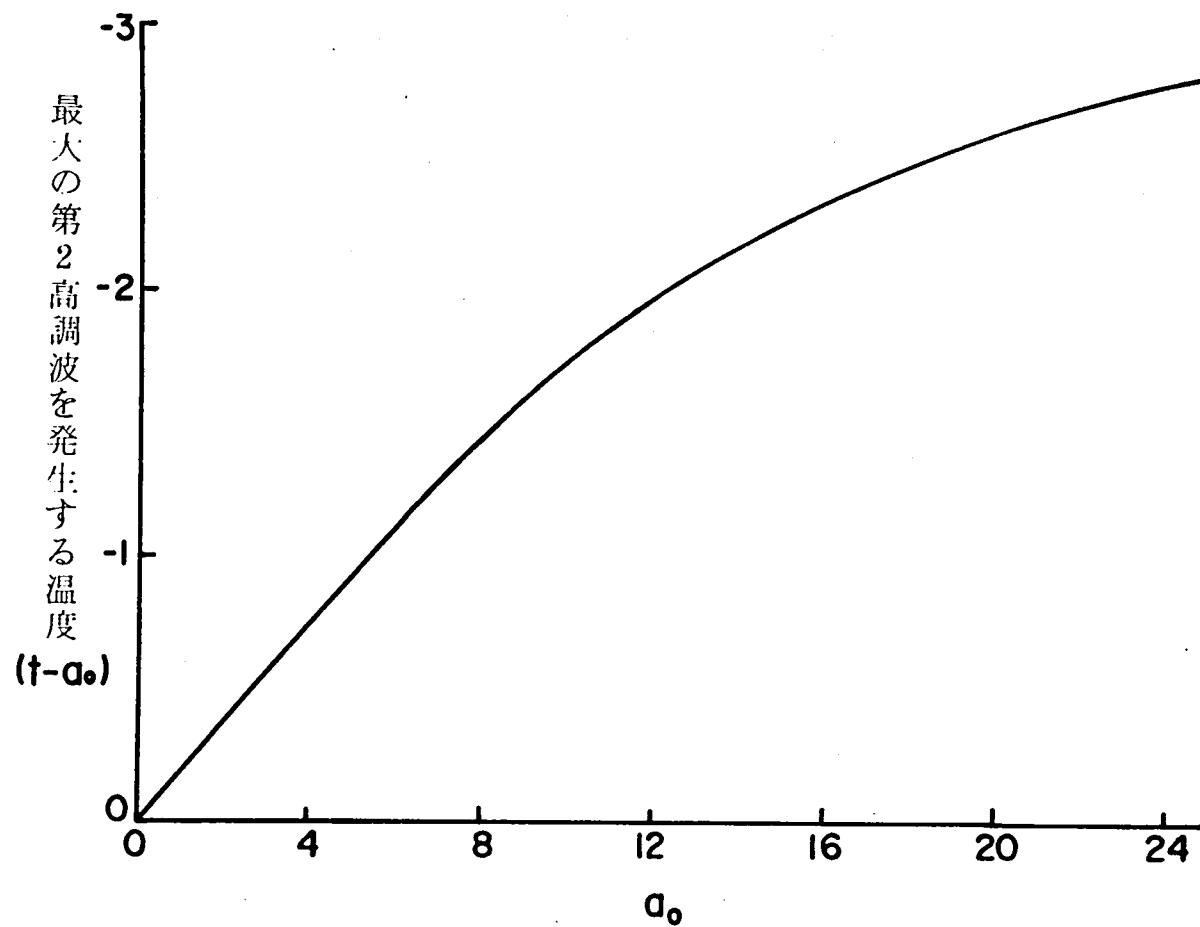
a_0 をパラメーターとし、いくつかの a_0 の値に対する位相整合特性を計算した。結果を 5.2 図(a)～(g)に示す。

これらの図から得られるいくつかの注目すべき現象を次に述べる。

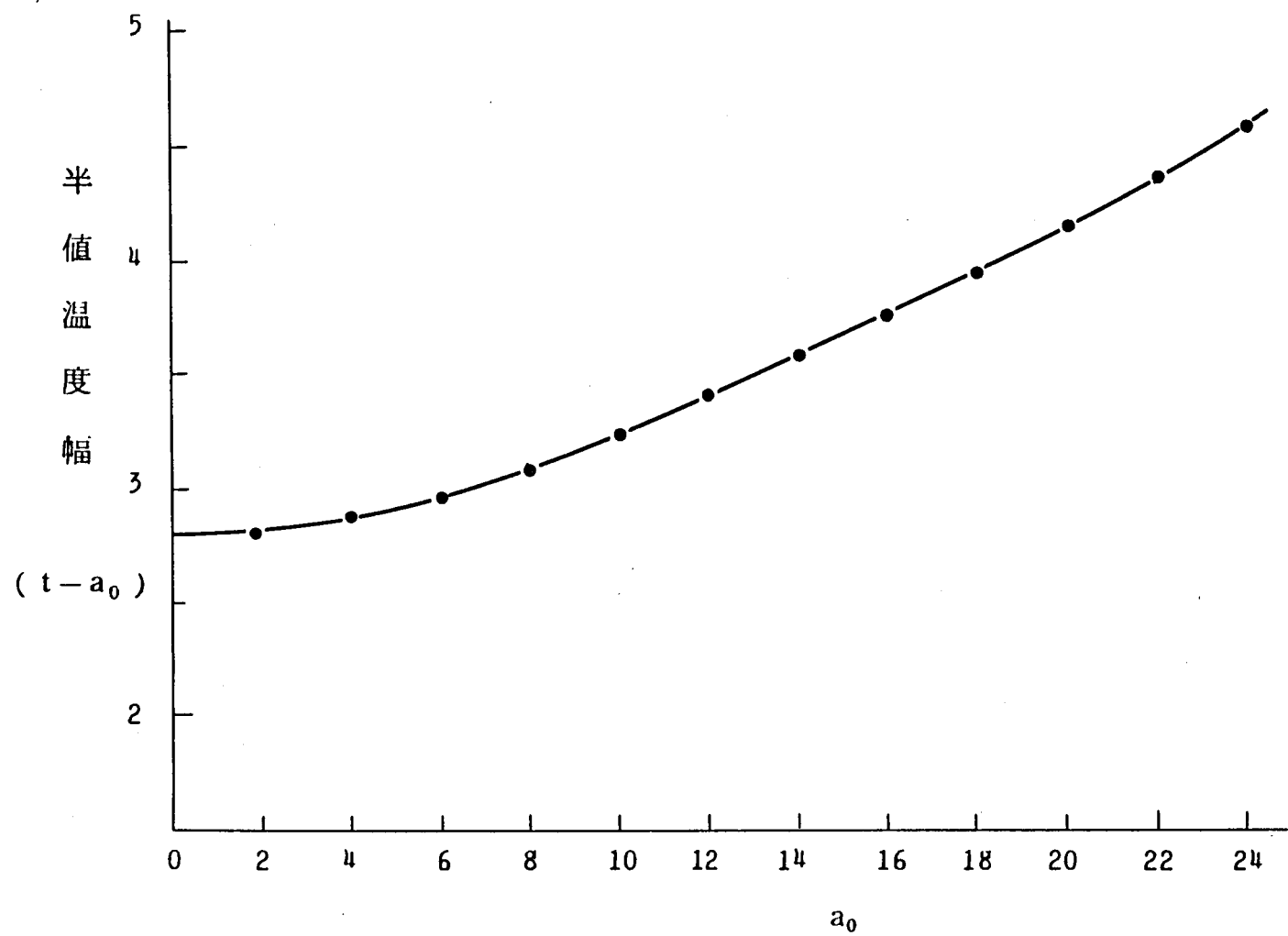
- (1) a_0 が大きくなるにしたがって、位相整合特性の非対称性が顕著になり、かつ、各側波帯状の構造が次第に崩れ、遂には消滅する。
- (2) a_0 が大きくなるとともに、規格化された第 2 高調波出力の最大値が減少し、第 2 高調波発生の変換効率が劣化する。 a_0 と S_2/S_{20} の最大値との関係を 5.3 図の曲線 A に示す。また、光ビームの中心部で位相整合状態になるとき、すなわち、 $l=a_0$ における S_2/S_{20} を 5.3 図の曲線 B に示す。なお、これは、(5.28) 式に相当している。
- (3) 5.2 図からわかるように、最大の第 2 高調波出力が得られる温度は、光ビームの中心で位相整合がとれる温度 $l=a_0$ でなく、むしろ、これより高い温度 $(l-a_0)_{opt} < 0$ である。しかも、この温度 $(l-a_0)_{opt}$ は、 a_0 の増加とともに変化する。5.4 図に、 a_0 と $(l-a_0)_{opt}$ の関係を示す。この図から、 a_0 が増加すると、最大の第 2 高調波出力を発生する温度も増加することがわかる。



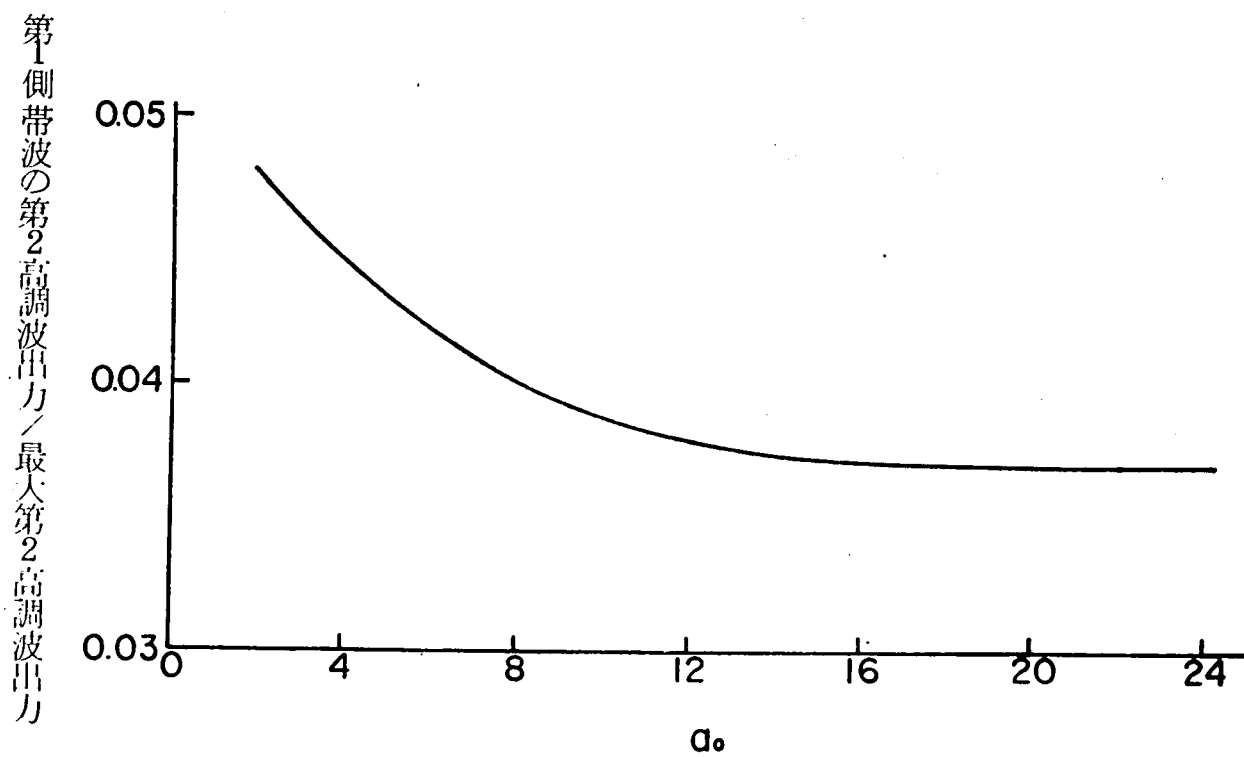
5・3 図 a_0 と第2高調波相対出力の関係



5・4 図 a_0 と最大出力を示す温度との関係



5・5 図 a_0 と位相整合特性における半値温度幅と関係



5・6図 a_0 と第1側波帯に対する最大第2高調波出力の比との関係

- (4) 次に、位相整合特性における半値温度幅と a_0 との関係を調べると 5・5 図のようになる。すなわち、 a_0 の増加とともに、半値温度幅も増加する。
- (5) また、結晶の均質性を検討するのに、位相整合特性における第 2 高調波出力の最大値と、第 1 側帯波の極大値との比が用いられることがある。 a_0 とこの比との関係を 5・6 図に示した。これからわかるように、この比は、 a_0 の増加とともに減少する。すなわち、 a_0 が増加するにしたがって、第 2 高調波出力最大値の減少よりも、第 1 側帯波の極大値の減少の方が大きいことがわかる。

以上、入射光ビームによって生じる結晶内温度分布が、第 2 高調波発生における位相整合特性に与える影響を述べたが、このような現象は、しばしば、実験中に経験することである。たとえば、基本波強度対第 2 高調波出力強度の特性が、入射光を増加させるにしたがって、2 乗特性からずれてくることや、強い入射光を用いても予想外に少ない第 2 高調波出力しか得られないことなどは、よくあることである。例として⁽⁵⁻⁷⁾、波長 0.5μ 、平均電力 $1W$ のレーザー光と、長さ $1cm$ の ADP を用いて第 2 高調波発生を行なわせる場合を考える。この場合に相当する実際の例には、第 6 章で述べる 0.532μ 波の通倍や、アルゴンレーザー光の通倍などがある。ADP 結晶の $\beta_t \simeq 4 \times 10^{-5} / ^\circ K$ ⁽⁵⁻¹²⁾、熱伝導率 $K \simeq 0.01 W/cm \cdot ^\circ K$ ⁽⁵⁻¹¹⁾ なる値を用い、かつ吸収係数が $\eta_a = 0.1 cm^{-1}$ とすると a_0 は 1.6 となり、規格化された最大第 2 高調波出力は約 0.7 となる。

このほか、平面波に近い入射光を用いても位相整合特性が非対称であることや、半値温度幅が計算値よりも大きくなることなども、しばしば実験において経験することである。

このように、これまで述べた理論的考察は、実際に起る現象をかなりよく説明していると考えられ、これから逆に、正確な非線形光学の実験を行なうときには、熱の影響を無視できる程度の弱い入射光を用いる必要があるといえる。

5.4 結 言

- (1) TEM_{00} なる横モードを持つレーザー光を、結晶へ入射させるときに、結晶内に生じる温度分布を定常的な熱伝導の方程式を解くことによって求めた。ただし、正確な解を求めることは困難なので、近似関数を用い、この近似関数の成立する範囲について検討を行なった。
- (2) 入射レーザー光によって生じる結晶内温度分布が、第 2 高調波発生における位相整合特性に与える影響を、理論的に考察し、その関係式を導いた。
- (3) 上記の結晶内温度分布が、位相整合角に与える影響を考察し、結晶の温度上昇と位相整合角の変化との間の関係を示した。
- (4) 結晶内温度分布が位相整合特性に与える影響について、いくつかの注目すべき結果が得られた。

まず，結晶内温度分布の影響が大きくなるにしたがって，位相整合特性の非対称化が顕著になり，かつ，位相整合特性における側波帯構造が失われる。

このほか，結晶内温度分布の影響が大きくなるにしたがい，次の(5)～(8)の現象が生じることが明らかになった。

- (5) 第2高調波発生の変換能率が劣化する。
- (6) 最大の第2高調波出力を与える結晶温度は，高温側へ偏移する。
- (7) 半値温度幅が増加する。
- (8) 第2高調波出力最大値と第1側波帯の極大値の比が減少する。

第6章 逐次第2高調波発生による0.266 μ 波の発生

6.1 序 言

紫外領域におけるレーザー発振は，すでにいくつか試みられているが，N₂レーザーを除いては，まだ実用しうるに至っていない。したがって，赤外および可視領域における強力なレーザー光源を用い，非線形光学現象を通じて，比較的簡単にコヒーレントな紫外光を発生させることは意味あることと思われる。

ここでは，くりかえし形QスイッチNd:YAGレーザー出力(波長1.064 μ)を用い，まず第2高調波(0.532 μ)を発生させ，さらに，これを過倍することによって，波長0.266 μ の紫外光を発生させる実験⁽⁶⁻¹⁾⁽⁶⁻²⁾について述べる。

始めに，くりかえし形QスイッチNd:YAGレーザーの構成とその特性について述べるが，その主な性能は，波長1.064 μ ，くりかえし周波数最高100Hz，最高尖頭出力2MWおよびパルス幅22nsecである。

非線形光学結晶として，0.532 μ 波の発生には90°位相整合状態にあるBa₂NaNb₅O₁₅(BNN)結晶を，0.266 μ 波の発生には，KDPおよびADP結晶を用いた。

0.266 μ 波発生における位相整合角とその温度特性について測定した結果，ADP結晶は，約50℃で90°位相整合条件を満足していること⁽⁶⁻³⁾，およびKDPでも温度とともに位相整合角が増加することが確かめられた⁽⁶⁻¹⁾。

また，KDPおよびADPに入射させる0.532 μ 波のビームスポット径を変化させ，かつ，KDPおよびADPにおける複屈折量を比較して，光ビームの集束効果と複屈折が変換能率に与える影響を実験的に検討し，その結果がBoydとKleinmanによって与えられた解析結果⁽⁴⁻¹²⁾とほぼ一致することを示した。

以上の結果，約70kWの0.532 μ 波を $f=20\text{ cm}$ のレンズで集光し，長さ11mmのADP結晶を用いて，約4.5kWの0.266 μ 波出力を得た⁽⁶⁻²⁾。

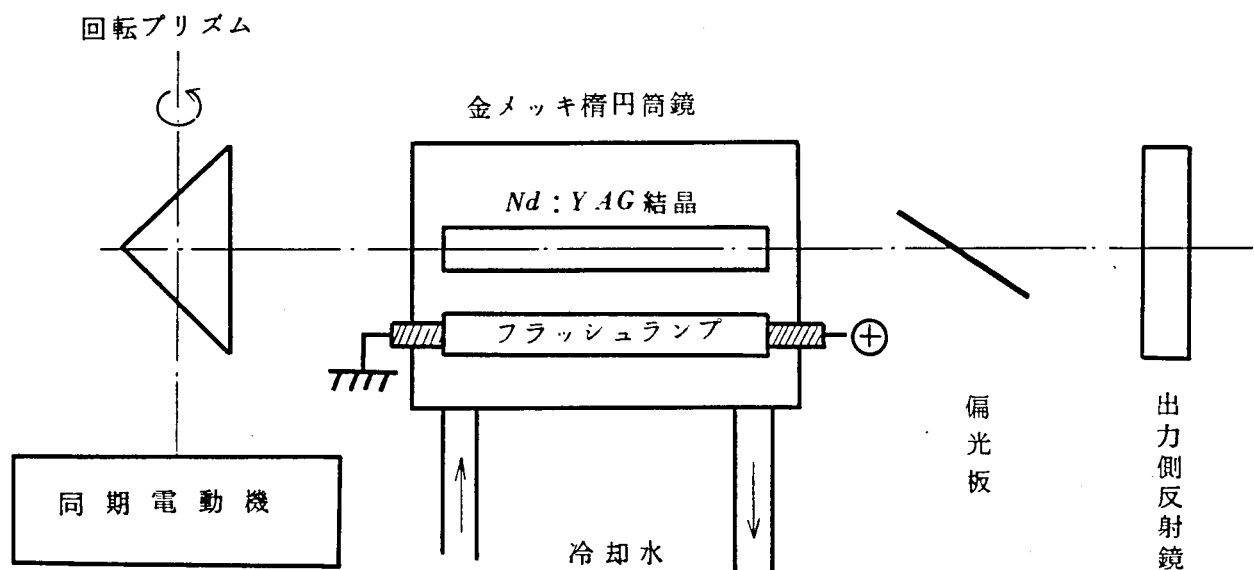
6.2 実験装置

6.2.1 くりかえし形QスイッチNd:YAGレーザー

ここでは，第4章から第7章で取り扱う非線形光学現象の光源として用いた，くりかえし形QスイッチNd:YAGレーザーの試作結果と，その特性について述べる。

YAG 結晶中の Nd^{3+} イオンのエネルギー準位をレーザー作用に利用する場合，4 準位のレーザー作用が可能で，一般には，発振閾値が低い。このため，Nd:YAG 結晶を用いたレーザーは，連続発振も可能で，将来はこれを通信に用いることも考えられている。一方，パルス動作させたときにも，他の固体レーザー，たとえば，ルビーレーザーや Nd:ガラスレーザーなどに比べて，発振閾値が小さいので，高速くりかえし動作が可能である。

ここで述べる Nd:YAG レーザーは，非線形光学現象に関する研究を行なうため，尖頭出力をできるだけ大きく，かつ実験の便宜上くりかえし周波数が数十 Hz という設計方針のもとに構成されたもので，回転プリズム Q スイッチ方式により，ジャイアントパルスのレーザー出力を発生する。



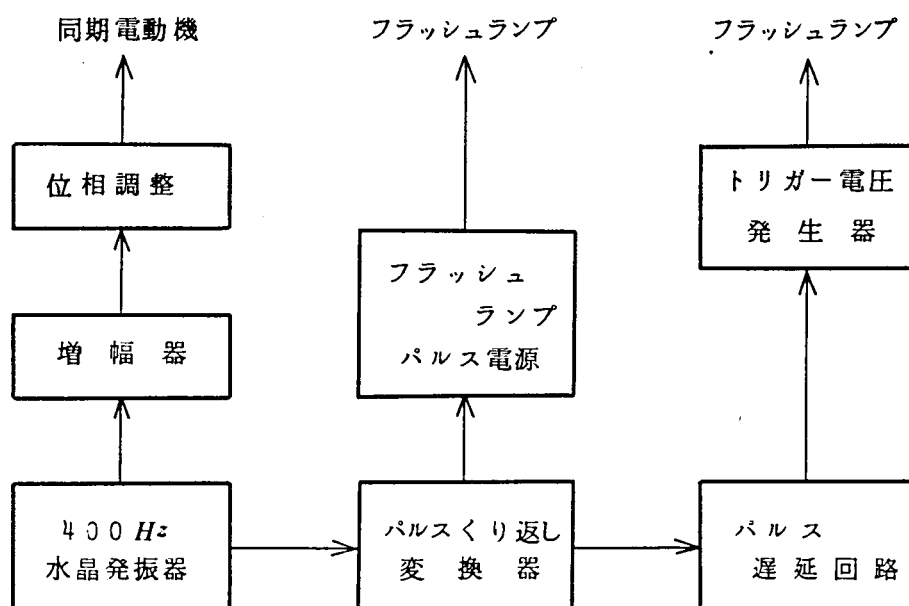
6・1 図 くりかえし形 Q スイッチ Nd:YAG
レーザー発振部系統図

Nd:YAG レーザーの発振部の構成を 6・1 図に示す。発振部は，Nd:YAG 結晶およびキセノンフラッシュランプを含む楕円筒反射鏡形のキャビティと，回転プリズムおよび出力側の平面反射鏡から成る共振器から構成されている。

Nd:YAG 結晶（米国 Airtron 社製）の寸法は，長さ 3 インチ，直径 $1/4$ インチであり， Nd^{3+} イオンの含有量は，1.5% である。なお，結晶両端面には， 1.064μ 用の反射防止膜が蒸着されている。フラッシュランプは，直管式で，EGG 社製の FX 85 C-3 を用いている。楕円筒反射鏡の内面は，金メッキされ，楕円面の両焦点部に，Nd:YAG 結晶とフラッシュランプが配置され，フラッシュランプの光エネルギーが効率よく，Nd:YAG 結晶に吸収されるような構造になっている。

回転プリズムは，BK7 ガラス製で，水晶発振器出力によって駆動される同期電動機と連結され，

400 Hz の回転数で回転する。出力側反射鏡は、誘電体多層膜の蒸着により、1.064 μ において約60%の反射率を持っている。



6・2 図 くりかえし形Qスイッチ Nd : YAG
レーザー電源部系統図

レーザー電源部は、フラッシュランプ電源、トリガー電源、水晶発振器、くりかえしパルス発生器および遅延回路などから成っている。その系統図を6・2図に示す。

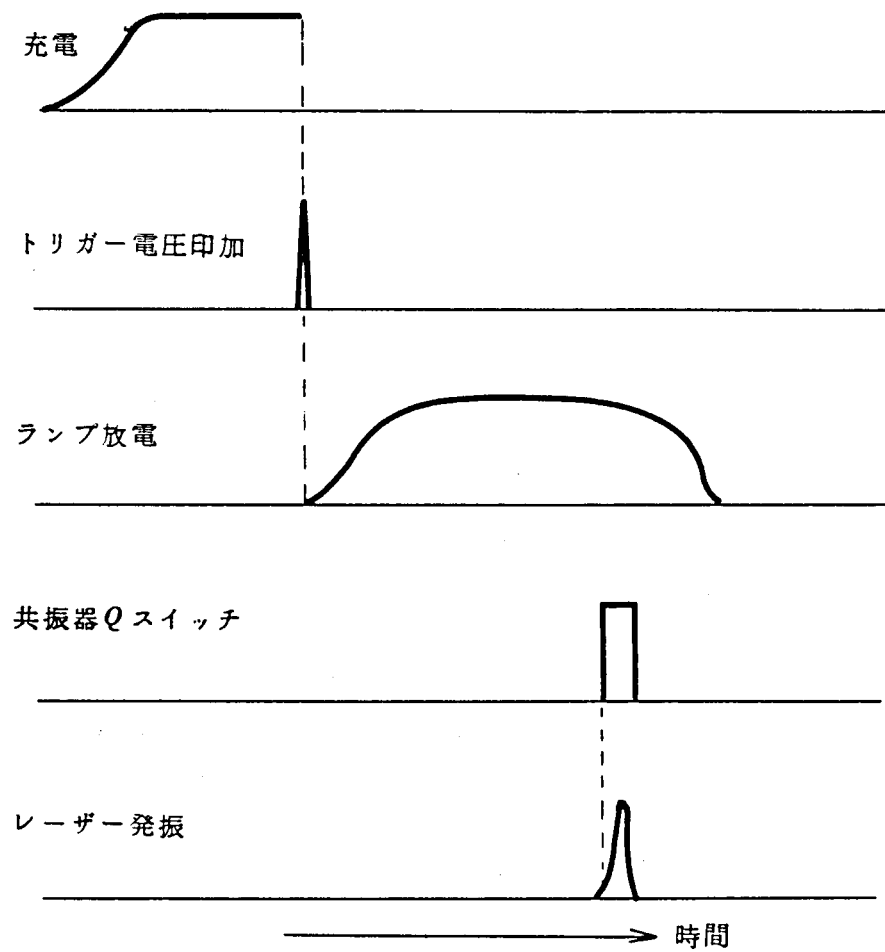
充電、放電およびレーザー発振の時間的経過を6・3図に示す。まず、20 μF の充電コンデンサーに蓄積されたエネルギーを、高圧トリガーパルスによってランプ中で放電させ、かつ、回転プリズムを同期させることによって、共振器のQをスイッチし、レーザー発振を起させる。

レーザー発振のくりかえし周波数は、水晶発振器出力を分周することによって得られ、100 Hz、50 Hz、25 Hz、12.5 Hz、6.25 Hz および1ショットの動作を行なわせることができる。

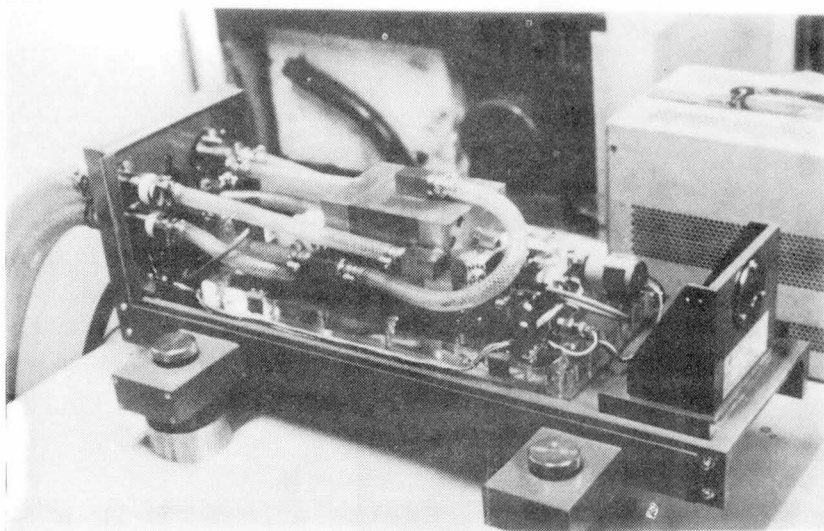
フラッシュランプに印加される代表的な動作電圧は、くりかえし周波数によっても若干異なるが、ほぼ1.4 kVである。したがって、1パルスあたりの入力エネルギーは、約20 Jである。

Nd : YAG 結晶およびフラッシュランプの温度上昇を防ぎ、かつ、動作状態を一定に保つために、水冷を行なっている。水温は、冷凍機を用いて温度制御されており、通常の動作状態では、20 $^{\circ}C$ である。なお、冷却には、純水を用い、フラッシュランプ部での水のイオン化を補償するため、イオン交換樹脂中を通過させている。

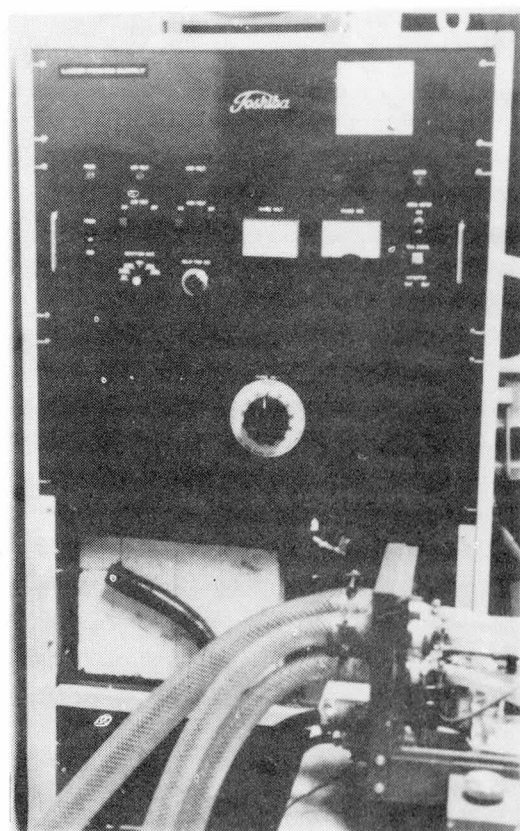
Nd : YAG レーザー装置の発振部の写真を6・4図に、電源部および冷却系統を6・5図に示す。



6・3 図 レーザー発振の経過図

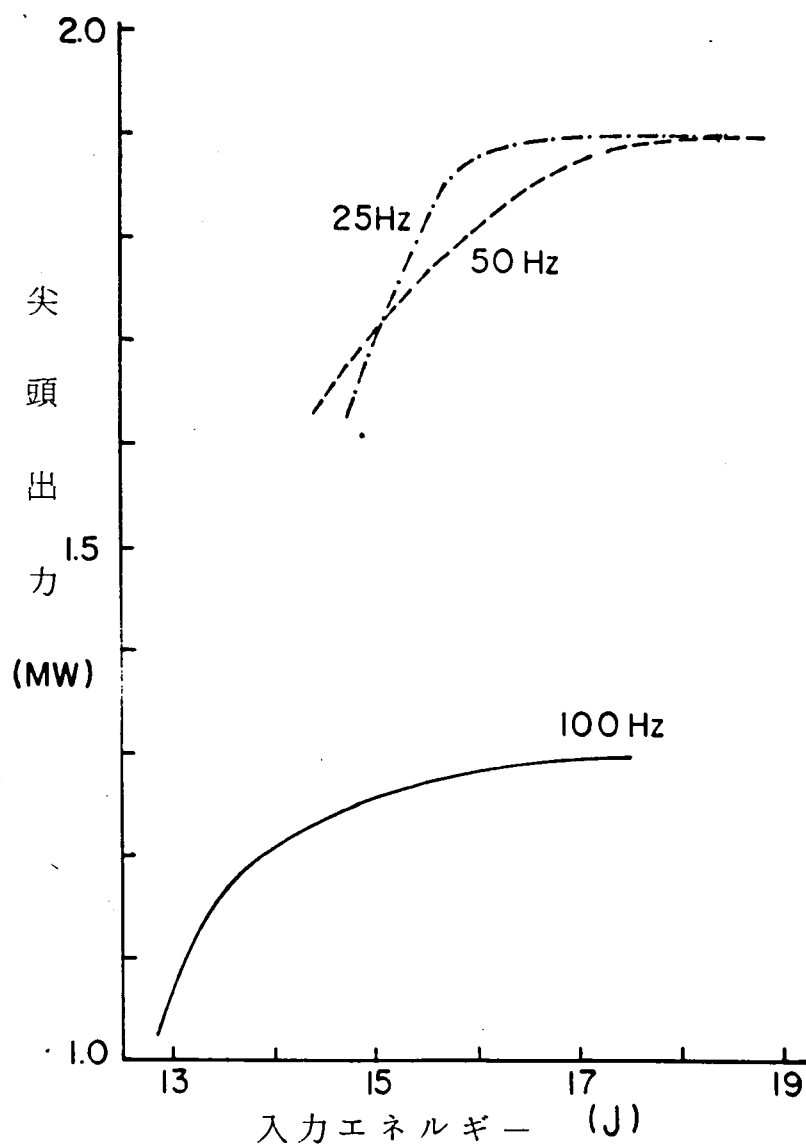


6・4 図 くりかえし形Qスイッチ
Nd:YAGレーザー発振部



6・5 図 Nd:YAGレーザー
電源部および水冷系統

次に、この装置から発生されるレーザー出力について述べる。発振波長は、 1.064μ であり、この発振線は、 Nd^{3+} イオンの ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ の遷移に対応している。レーザー光出力は、スポット径約 3mm ，発散角約 3mrad ，および 4・6 図に示したようなパルス波形（時間的半値幅 22nsec ）を持っている。また、レーザー光の尖頭出力は最高 2MW であり、これは、サーモパイルで測定されたエネルギーを半値幅で割ることによって求めた。6・6 図に、入力エネルギーとレーザー光の尖頭出力の関係を示す。

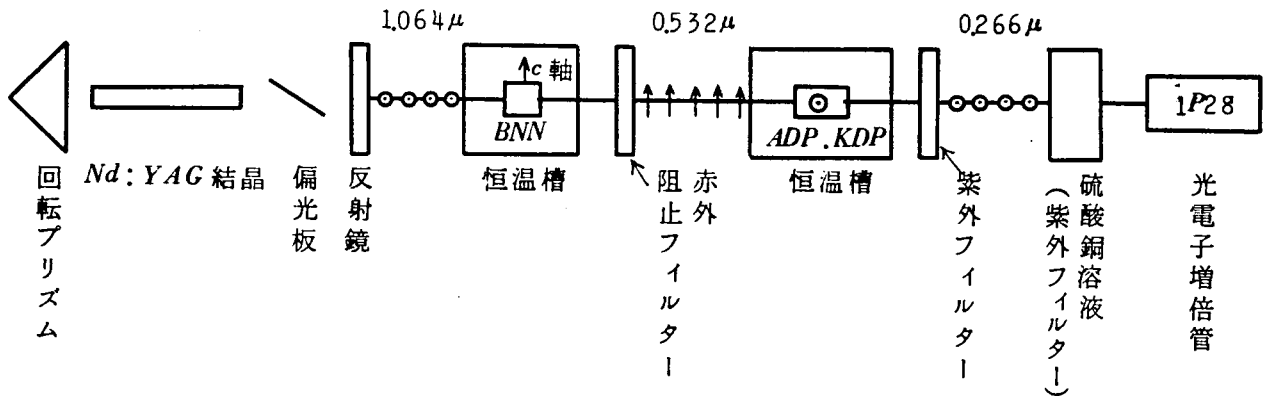


6・6 図 入力エネルギーとレーザー出力の関係

・ $\text{Nd}:\text{YAG}$ 結晶は、等方性の結晶で、通常、そのレーザー出力は、ほとんど偏光特性を持たない。しかし、非線形光学現象では、ある偏光成分だけを利用することが多いので、レーザー共振器内にブリュースター角に石英ガラス板を挿入し、直線偏光出力を得るようにした。その偏光度は、他の直交成分に対し、約 90 対 1 である。

6.2.2 逐次第2高調波発生の方法

逐次第2高調波発生により， 0.266μ 波を得る実験系統図を6.7図に示す。



6.7図 逐次第2高調波発生実験系統図

0.532μ 波の発生には，約 85°C に保つことによって 90° 位相整合状態にしたBNN結晶を用いた。したがって， 1.064μ 波をほぼ平行ビームとしてBNN結晶に入射させるとき， 0.532μ 波ビームも，ほぼ平行ビームとして出てくる。このときの 0.532μ 波の尖頭出力は，約 100kW である。なお， 1.064μ 波と 0.532μ 波の偏光方向は互いに直交している。6.7図における赤外カットフィルターには，IRQ-80を2枚(0.532μ における透過率はいずれも 84%)，紫外透過フィルターには，UVD25を3枚と，干渉フィルターを用いた。

0.266μ 波の発生には，KDP または ADP 結晶を用いたが，両結晶は， 0.266μ で十分透明で，比較的大きな2次非線形光学特性を持っている。これらの結晶で， 0.532μ 波を通倍する場合，2次非線形光学過程における第I種の過程⁽⁴⁻¹³⁾だけが位相整合可能であるので，この過程についてのみ実験を行なった。 0.266μ 波発生のための非線形分極 P_4 は，KDP および ADP 結晶に対して，(4.13)式と同様に，

$$P_4 = d_{36} \sin \theta_m \cdot \sin 2\phi \cdot (E_2^0)^2 \quad \dots (6.1)$$

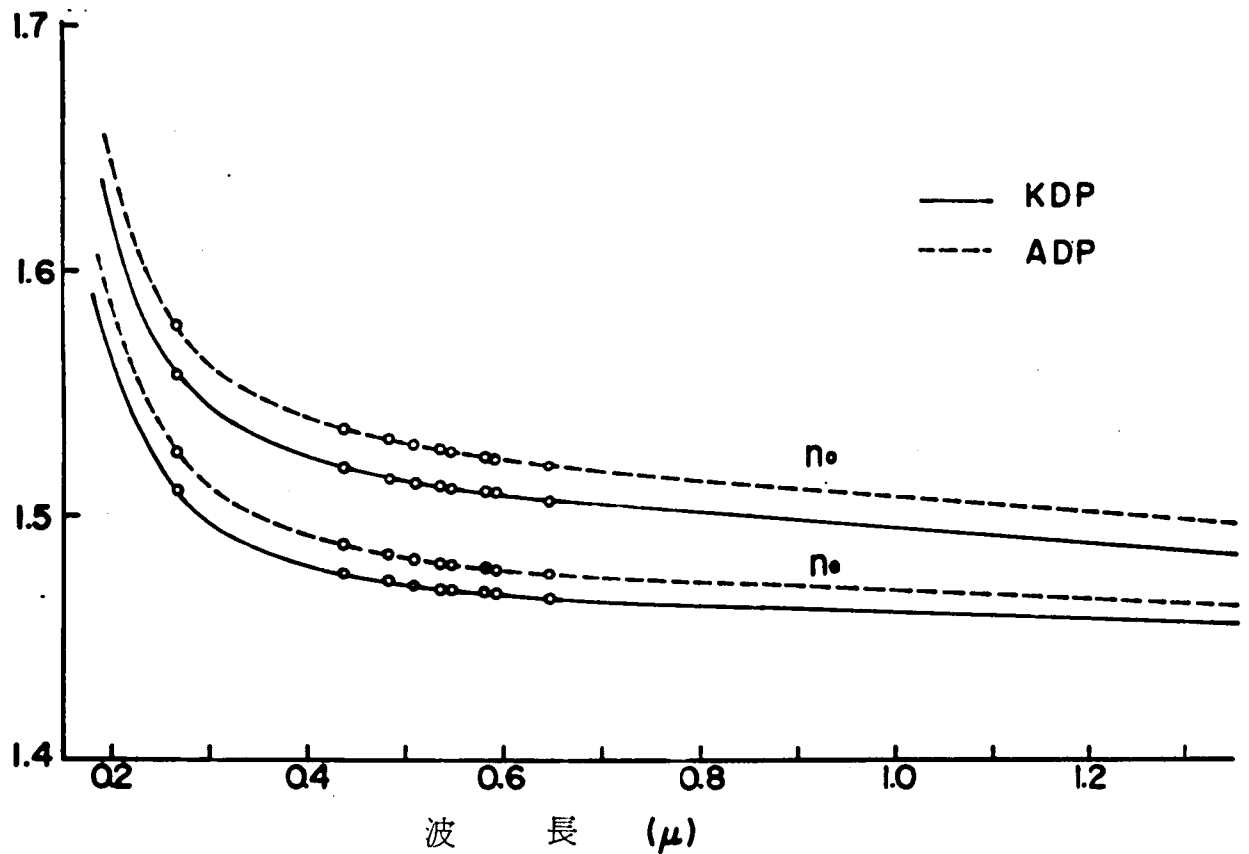
で与えられる。ここで， E_2^0 は 0.532μ 波の電界の常光線成分である。

結晶の形状は，両結晶とも，長さ 11mm ，断面 $4\text{mm} \times 5\text{mm}$ の寸法を持ち，かつ(6.1)式における ϕ は 45° になるよう選ばれている。また，位相整合状態のとき(ADPでは $\theta_m = 90^{\circ}$ ，KDPでは $\theta_m = 79^{\circ}$)，光ビームが結晶端面に垂直に入射するように，結晶は切断および研磨されている。

6.3 位相整合条件

6.3.1 KDP および ADP の屈折率測定

KDP および ADP 結晶を用いて、 0.266μ 波を発生させるときの位相整合角を求めるには、結晶の屈折率の値が必要である。このため、KDP および ADP 結晶の三角プリズム（各面の面積 $\approx 15\text{ mm} \times 6\text{ mm}$ ，頂角約 60° ）を用いて、最小偏移角法によってその屈折率を測定した。光源として、4.2.1 で述べたと同様に Na ランプ，Hg ランプおよび Cd ランプを用い，このほかに，レーザー出力の第2高調波（ 0.532μ ）およびその第2高調波（ 0.266μ ）などの波長で測定した。6・8 図には，筆者が測定したデーター（○印）と，Zernike が測定したデーター⁽⁶⁻⁴⁾（曲線）が示されているが，両者はよく一致している。



6・8 図 KDP および ADP の屈折率

6.3.2 位相整合角とその温度特性

0.532 μ および 0.266 μ における屈折率の値と、これらを用いて計算した位相整合角を6.1表に示す。

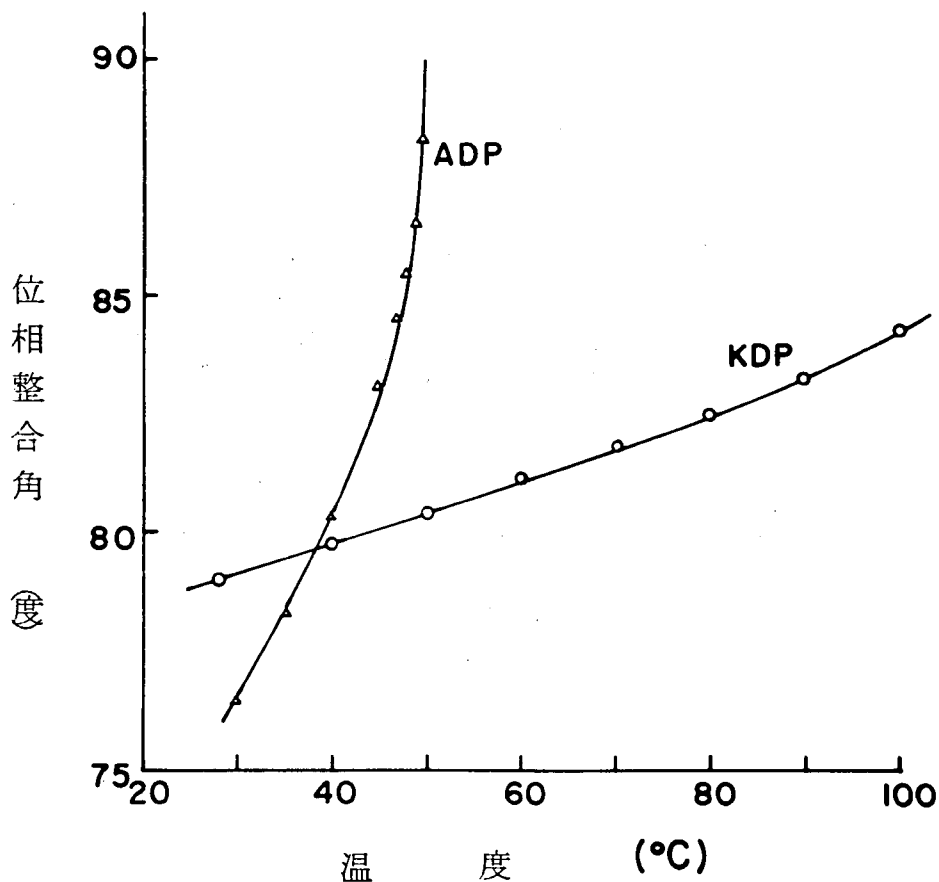
6.1表 0.532 μ および 0.266 μ における
KDPとADPの屈折率と位相整合角(室温)

結 晶	0.532 μ		0.266 μ		位相整合角 (計算値)
	n^o	n^e	n^o	n^e	
K D P	1.5125	1.4705	1.5595	1.5105	78°04′
A D P	1.5275	1.4814	1.5785	1.5255	78°30′

ただし、位相整合角は、

$$n_2^0 = \frac{n_4^0 n_4^e}{\{ (n_4^0)^2 \sin^2 \theta_m + (n_4^e)^2 \cos^2 \theta_m \}^{1/2}} \quad \dots (6.2)$$

で与えられる。ここに、 n_2^0 は、0.532 μ における常屈折率、 n_4^0 および n_4^e は、0.266 μ における常および異常屈折率である。



6.9図 0.266 μ 波発生における位相整合角の温度変化

次に、ゴニオメーター上に、温度制御された恒温槽を取りつけ、この中に結晶を入れ、結晶の温度を変化させて、位相整合角の変化を測定した。結果を6・9図に示すが、これより、ADPはKDPより位相整合角の温度変化が大きいことがわかる。これは、ADPの異常屈折率の温度変化率が、常屈折率の温度変化率に比べて小さいのに対し、KDPでは、常および異常屈折率の温度変化率がほぼ似た値を示すからである(6-5)。

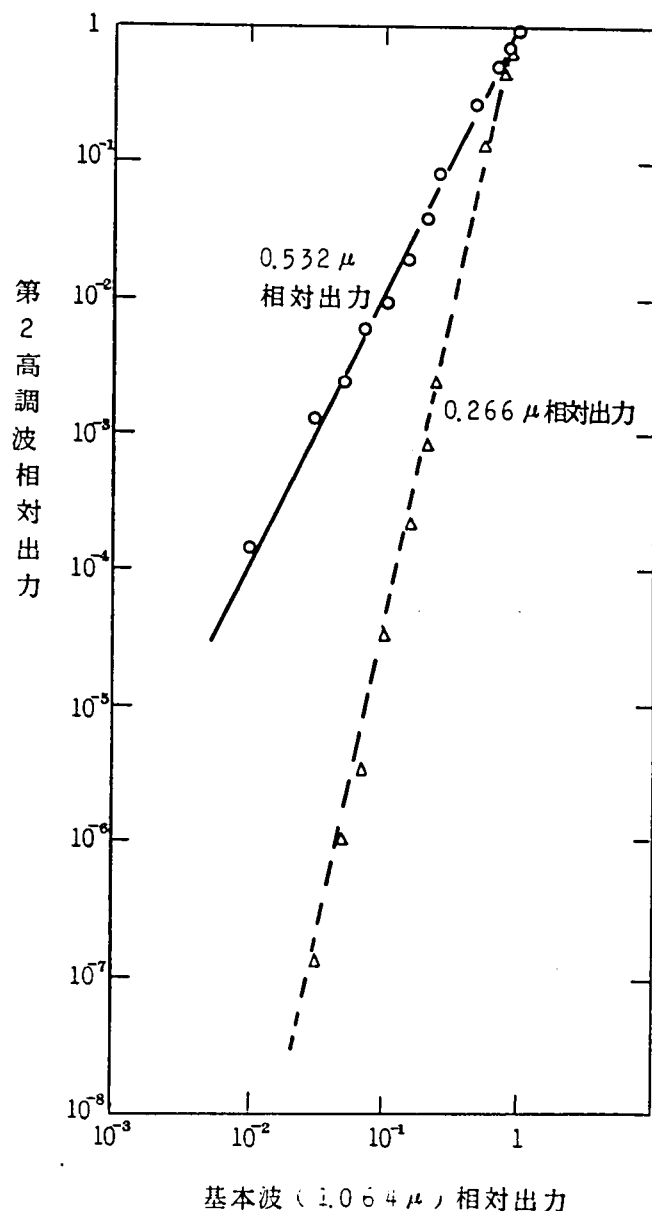
また、ADP結晶では、約50℃で位相整合角が90°となり、いわゆる90°位相整合条件が満足される(6-3)。この状態では、光ビームの進行方向と結晶の光軸は直交するので、複屈折の影響のない能率よい動作が可能となる。

6.4 0.266μ波の出力特性

1.064μ波の強度を変化させて、0.532μ波および0.266μ波の出力強度を測定した。その結果を6・10図に示す。なお、この測定には、レーザー光出力を一定に保ち、校正された減衰フィルターを挿入することにより、1.064μ波の強度を変化させた。

1.064μ波の強度が大きいとき、0.532μ波および0.266μ波における出力は、わずかに飽和の傾向を示すが、それ以外では、それぞれ、基本波強度の2乗および4乗に比例している。この飽和効果は、第5章で示したように、入射ビームの熱的影響によるものと考えられる。

次に、0.266μ波の絶対出力の測定について述べる。光の検出には、1P28なる光電子増倍管を用いたが、この光電子増倍管を標準ランプによって校正すれば、0.266μ波の絶対出力が測定できる。標準ランプとして、EOA社製の沃素ランプを用い、Bausch & Lombの分光器を併用することにより、校正を行なった。また、光電子増倍管に入る紫外光を適当な強度に弱めるため、0.266μ波用の



6・10図 入射光強度対非線形光学出力強度の特性

減衰フィルターが必要である。これには、硫酸銅溶液の濃度を種々変化させ、この減衰量を別の分光器で校正したものを用いた。6・10 図の相対出力強度の測定でもこのフィルターを用いたが、0.266 μ 波出力がレーザー光出力の4乗に比例していることから、フィルターの校正が妥当であることがわかる。

これらの校正された光電子増倍管および減衰フィルターを用いて、0.266 μ 波の出力を測定した結果、90°位相整合状態にある長さ11 mmのADP結晶に、 $f=20$ cmのレンズで光ビームを集束して入射させたとき、尖頭出力約4.5 kWを得た。ただし、このときの0.532 μ 波の有効尖頭出力は70 kWであった。

6.5 光ビームの集束効果と複屈折の影響

6.5.1 BoydおよびKleinmanの解析⁽⁴⁻¹²⁾

光ビームの集束効果と複屈折が非線形光学出力に与える影響について、BoydおよびKleinmanは詳細な解析を行なった。

その結果を用いると、0.266 μ 波出力 S_4 は、

$$S_4 = \frac{128 \pi^2 \omega_2^2 d_{eff}^2}{c^3 n_2^2 n_4} \cdot S_2^2 \cdot l k_2 \cdot h(\sigma, \beta, \xi_c) \quad \dots (6.3)$$

で与えられる。ただし、 ω_2 、 n_2 、 S_2 および k_2 は、0.532 μ 波の角周波数、屈折率、出力および伝搬ベクトルであり、 n_4 は、0.266 μ 波における屈折率である。また、 $h(\sigma, \beta, \xi_c)$ は、

$$h(\sigma, \beta, \xi_c) = \frac{1}{2 \xi_c \pi^{1/2}} \int_{-\xi_c}^{\xi_c} ds \cdot \left| \int_{-\xi_c}^{\xi_c} \frac{d\tau'}{1+i\tau'} \exp(i\sigma + i4\beta s) \right|^2 \exp(-4s^2) \quad \dots (6.4)$$

で与えられる関数である。ただし、0.532 μ 波の最小ビームスポットは、結晶の中心に位置し、かつ結晶内で、0.532 μ および 0.266 μ 波の吸収はないものとする。また、 σ 、 β および ξ_c は、それぞれ、位相不整合の程度、複屈折量および結晶内におけるビームの集束度を表わすパラメーターで、次式で与えられる。

$$\sigma = (b \cdot \Delta k) / 2 = b(k_4 - 2k_2) / 2 \quad \dots (6.5)$$

$$\beta = \rho (b k_2)^{1/2} / 2 \quad \dots (6.6)$$

$$\xi_c = l / b \quad \dots (6.7)$$

ここに、 k_4 は 0.266 μ 波の伝搬ベクトル、 b は、共焦点パラメーター(4・4・3参照)、 ρ は複屈折角(付A)である。

このように、Boyd と Kleinman は、第2 高調波出力と、位相不整合、複屈折量およびビームの集束度との関係を探りだしたが、さらに、数値計算を行ない、 $\sigma=0$ 、すなわち $\Delta k=0$ が必ずしも第2 高調波出力を最大にする条件ではなく、むしろ、ある有限な σ の値のとき、最適動作が得られることを示した。通常、実験を行なうときには、結晶の方位を調整するか、または、結晶の温度を変化させて、最適動作をさせるが、このことは、最適な σ (σ_m と書く) を選んでいることになる。

いま、複屈折量を示すパラメーターとして、新たに、

$$B = \rho (lk_2)^{1/2} / 2 \quad \dots (6.8)$$

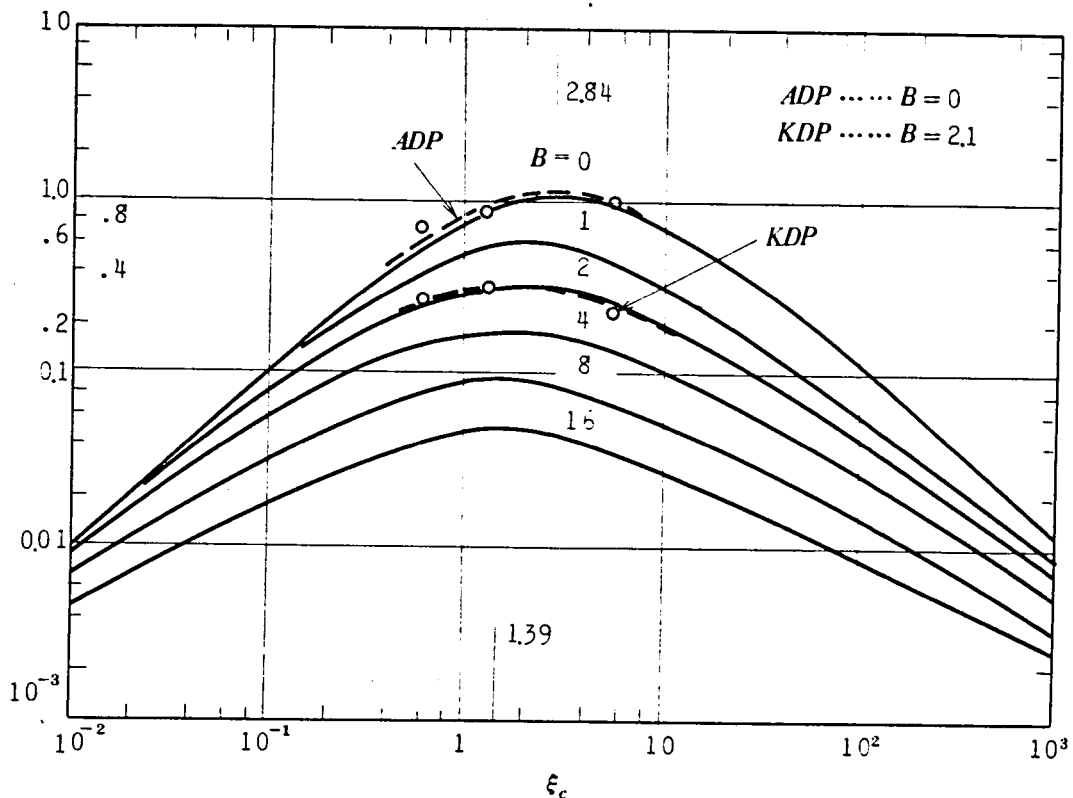
なる量を導入すると、 β は、

$$\beta = B \xi_c^{-1/2} \quad \dots (6.9)$$

となる。(6.9) 式を (6.4) 式に代入すると、 $\sigma=\sigma_m$ のときには、(6.4) 式は、

$$h_m(B, \xi_c) = h(\sigma_m, B \xi_c^{-1/2}, \xi_c) \quad \dots (6.10)$$

のように表わされる。第2 高調波出力は、 $h_m(B, \xi_c)$ に比例するので、結晶の長さ l 、複屈折角 ρ および集束度を示すパラメーター b が与えられれば、(6.3) および (6.10) 式を用いて、第2 高調波出力が求められる。6.11 図は、 B をパラメーターとして、 ξ_c と $h_m(B, \xi_c)$ の関係を示したものである⁽⁴⁻¹²⁾。共焦点パラメーターは、光ビームの最小スポット径を持つ点と、その $\sqrt{2}$ 倍のスポット



6.11 図 光ビーム集束度と複屈折が
第2 高調波出力に与える影響

径を持つ点の間の水平距離に相当するから， b が小さいとき，集束度が大きい。したがって，(6・7) 式から ξ_c が大きいほど集束度が大きい。

6・11 図から，用いる結晶の複屈折角と長さが与えられたとき，最大の第2 高調波出力を発生させる ξ_c が決められ，これから，共焦点パラメーター，さらに集束レンズの焦点距離を決定することができる。

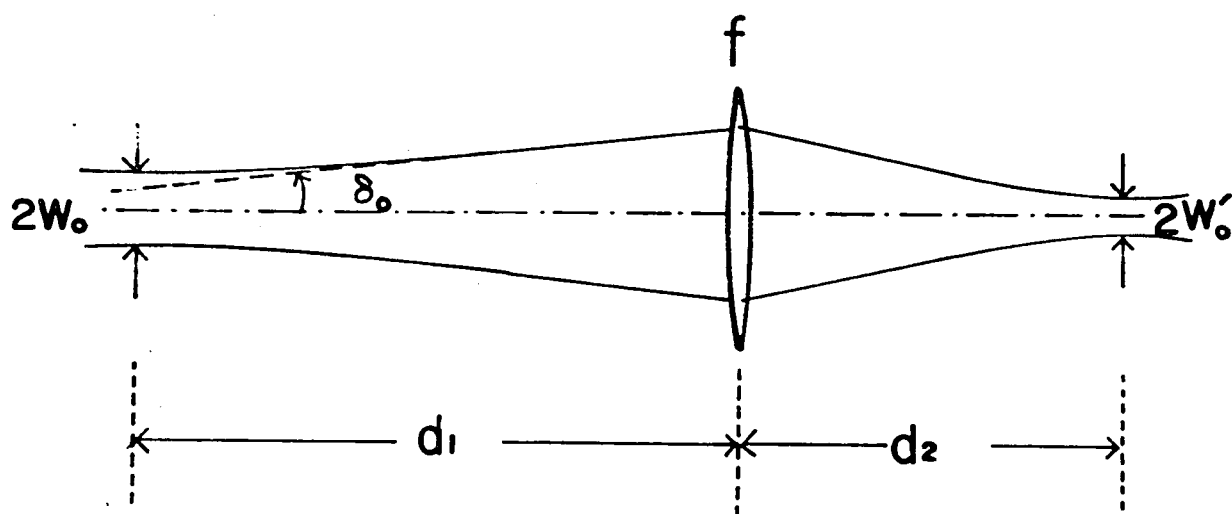
6.5.2 実 験 (6-2)

Boyd および Kleinman によって与えられた解析結果を実験的に検討するため，KDP および ADP 結晶を用い，かつ，焦点距離が 10cm, 20cm および 25cm の凸レンズによって光ビームを集束し，これらが 0.266 μ 波出力に与える影響について調べた。KDP と ADP 結晶は，よく似た性質を持っているが，(6・8) 式で与えられる B は，結晶によって異なる値を示すので，両者を比較することにより，複屈折の影響についての知見を得ることができる。すなわち，ADP は，約 50°C で 90° 位相整合状態にあり，複屈折の影響がないから $\rho=0$ ，したがって $B=0$ である。しかし，KDP 結晶では，常温で $\theta_m=79^{\circ}00'$ であるから，この時の複屈折角は，(A・6) 式から求められ， $\rho=0.010$ である。したがって，長さ 11 mm の結晶を用いるとき，(6・8) 式から $B=2.1$ となる。

次に， $f=10\text{ cm}$ ， 20 cm および 25 cm のレンズを用いたときの共焦点パラメーターを求める。このために，まず，レーザー出力光の共焦点パラメーターを知る必要がある。レーザー出力光の発散角を $2\delta_0$ とするとき，その共焦点パラメーター b_1 は，

$$b_1 = 2\lambda/\pi\delta_0^2 \quad \dots (6.11)$$

で与えられるが，いま， $\delta_0=1.5\text{ mrad}$ であるから， b_1 は約 30 cm である。



6・12 図 光ビーム集束のパラメーター

レンズで光ビームを集束するとき，6・12 図に示すように，レンズへの入射ビームは，レンズから d_1 の距離の点に最小ビーム径を持ち，レンズによって集束されたビームは，レンズから d_2 なる距離の点に最小ビーム径を持つとする。このような配置のとき，集束された光ビームの共焦点パラメーター b_2 は，

$$b_2 = \frac{b_1}{(1-d_1/f)^2 + (b_1/2f)^2} \quad \dots (6.12)$$

で与えられる⁽²⁻¹⁶⁾。ただし， f はレンズの焦点距離である。 $b_1 = 30 \text{ cm}$ ， $d_1 = 130 \text{ cm}$ を代入して b_2 を求めると， $f = 10 \text{ cm}$ ， 20 cm および 25 cm に対して， b_2 は，それぞれ， 2.0 mm ， 9.7 mm および 16.7 mm となり，これに対応する ξ_c の値は， 5.4 ， 1.2 および 0.66 となる。

90° 位相整合された ADP および常温での KDP 結晶を用い， $f = 10 \text{ cm}$ ， 20 cm および 25 cm のレンズで光ビームを集束し，そのときの 0.266μ 波の相対出力を 6・11 図に測定点として示した。実験結果と Boyd および Kleinman の解析結果は，ほぼ一致しているといえる。

6.5.3 検 討

最も能率よく 0.266μ 波を発生させるには，ADP 結晶を約 50°C に保ち， 90° 位相整合条件を満足させ，さらに，レンズを用いて，最適集束条件を満たすようにすればよい。また，KDP 結晶を用いるときには，できるだけ高温状態で動作させることが望ましい。すなわち，6・9 図に示したように，温度の上昇とともに，位相整合角 θ_m が 90° に近づくので，複屈折量が小さくなり，6・11 図における B の値が小さくなって，能率の改善が期待されると同時に，(6・1) 式における $\sin \theta_m$ の値も大きくなるので，有効非線形係数が増大し，能率の向上に寄与する。しかし，KDP 結晶では， 120°C 前後で結晶が破壊されるので，注意する必要がある。

さらに，能率よく 0.266μ 波を発生させるため考慮すべき点は，強力な 0.532μ 波を得ることである。これまで述べた実験では，レーザー出力は平行ビームとして，BNN 結晶に入射されているが，これをレンズで集束すれば，より高出力の 0.532μ 波が得られ，この 2 乗に比例したより強力な 0.266μ 波が得られる。

6.6 結 言

- (1) 試作したくりかえし形 Q スイッチ Nd:YAG レーザーの構成とその特性について述べた。その主な特性は，波長 1.064μ ，最高くりかえし周波数 100 Hz ，パルス幅 22 nsec および最高尖頭出力 2 MW である。
- (2) 位相整合角を計算するため，常温における KDP および ADP 結晶の屈折率を測定した。結果

は、Zernike のデータとほぼ一致した。

- (3) 逐次第2高調波発生法により、第4高調波に相当する 0.266μ 波を、KDP および ADP 結晶を用いて発生させ、位相整合角を求めた。
- (4) 結晶の温度を変化させ、位相整合角の変化を調べたが、ADP 結晶では、約 50°C で 90° 位相整合条件が満足され、KDP 結晶でも、温度とともに位相整合角が増加することがわかった。
- (5) 結晶の複屈折と光ビームの集束効果が、第2高調波出力に与える影響を実験的に検討した。すなわち、KDP および ADP 結晶と、 $f=10\text{ cm}$ 、 20 cm および 25 cm の集束レンズを用いて実験を行ない、実験結果が、Boyd および Kleinman の解析結果とほぼ一致することを示した。
- (6) 以上の結果、ADP 結晶では、約 50°C に保って 90° 位相整合条件を満足させることにより最も能率よく 0.266μ 波を発生させうることを、また、KDP 結晶を用いるときにも、なるべく高温状態で用いれば、より高い変換能率が得られることがわかった。

第7章 光混合による 0.355 μ 波の発生

7.1 序 言

第6章で述べたのと同じ目的で、近紫外領域におけるかなり強力なコヒーレント光を得るために、Nd:YAGレーザー光とその第2高調波(0.532 μ)を光混合させ、その和周波光(0.355 μ)を発生させた^{(7-1),(6-2)}。0.532 μ 波の発生には、90°位相整合状態にあるBNN結晶を用い、光混合用結晶としては、LiIO₃、KDPおよびADP結晶を用いた。

光混合により、Nd:YAGレーザー光から0.355 μ 波を発生させることは、Nd:YAGレーザーの使用できる波長の数を増加し、その利用価値を高めるだけでなく、将来、固体レーザーの能率の改善やよりすぐれた非線形光学結晶の開発とともに、他のレーザー、たとえば色素レーザーや光パラメトリック発振器などの可視領域における波長可変レーザー⁽⁷⁻²⁾の励起光として用いられる可能性がある。

さらに、レーザーにモードロックをかけて、極短光パルスを発生させ、これと波長変換を組み合わせることにより、今後、種々の物性研究に有用な手段を提供するものと考えられる。

ここでは、光混合に関する第Ⅰ種および第Ⅱ種の2次非線形光学過程について、LiIO₃、KDPおよびADP結晶を用いた実験を行ない、各結晶の各過程における位相整合角およびその温度特性、ならびに出力特性などを測定したので、これについて述べ、その変換効率について比較検討した。

その結果、LiIO₃結晶は、この近紫外波長領域でも、最もすぐれた結晶であること、また、KDPおよびADP結晶では、第Ⅱ種の過程の方が能率がよいことなどがわかった。なお、最も能率よい動作例として、約500kWの1.064 μ 波と50kWの0.532 μ 波を、長さ4.8mmのLiIO₃結晶に入射させ、約20kWの0.355 μ 波出力を得た。

7.2 実験方法

7.2.1 KDP, ADP および LiIO₃ 結晶の非線形光学分極

和周波発生における第Ⅰ種および第Ⅱ種の過程に対する非線形光学分極は⁽⁴⁻¹³⁾、4.3.1で述べた取り扱いにより求められる。KDPおよびADP結晶は点群 $\bar{4}2m$ に属し、LiIO₃結晶は点群6に属しているから、その非線形光学分極 P_3 は、(4.11)～(4.14)式で与えられる。すなわち、LiIO₃結晶の場合

第Ⅰ種の過程： $o(\omega_1) + o(\omega_2) \rightarrow e(\omega_3)$

$$P_3(\omega_3) = d_{31} \sin \theta_m \cdot E_2^0(\omega_2) E_1^0(\omega_1) \quad \dots (7.1)$$

第Ⅱ種の過程： $e(\omega_1) + o(\omega_2) \rightarrow e(\omega_3)$

$$P_3(\omega_3) = \frac{1}{2} d_{14} \sin 2\theta_m \cdot E_2^o(\omega_2) E_1^e(\omega_1) \quad \dots (7.2)$$

KDP および ADP 結晶の場合

第Ⅰ種の過程

$$P_3(\omega_3) = d_{36} \sin \theta_m \sin 2\phi \cdot E_2^o(\omega_2) E_1^o(\omega_1) \quad \dots (7.3)$$

第Ⅱ種の過程

$$P_3(\omega_3) = \frac{1}{2} (d_{14} + d_{36}) \sin 2\theta_m \cos 2\phi \cdot E_2^o(\omega_2) E_1^e(\omega_1) \quad \dots (7.4)$$

ここに， ω_1 ， ω_2 および ω_3 は， 1.064μ ， 0.532μ および 0.355μ に対応する角周波数， o および e は，常および異常光線を表わし， E_1 および E_2 は， 1.064μ 波および 0.532μ 波の電界を示す。ただし，(7.1)～(7.4) 式では，Kleinman の対称条件については考慮していない。

7.2.2 実験装置

実験方法は，4.3.2 で述べた和周波発生の方法とまったく同じであり，したがって，その実験系統図は，4.6 図で与えられる。すなわち，レーザー光の第2高調波 0.532μ 波は， 90° 位相整合状態にある BNN 結晶により発生され，平行ビームとして 1.064μ 波とともに，光混合用結晶に入射される。また，2次非線形光学過程における第Ⅰ種および第Ⅱ種の過程の実験を行なうため， 1.064μ 用の半波長板を BNN 結晶の後に用いている。

4.3.2 および 4.3.4 で述べたように，半波長板を相互に 45 度回転することにより， 1.064μ 波の偏光方向が互いに直交方向に変換され，一方， 0.532μ 波の偏光方向はほとんど一定である。したがって，半波長板を 45 度回転させることによって，両種の過程に適した偏光状態を得ることができる。

7・1 表 結晶の寸法，方位と位相整合角，半値角幅および l_a の値

結 晶	過 程	長さ (mm)	断 面 (mm×mm)	ϕ	θ (計算値)	θ (実測値)	$\Delta\theta$ (計算値)	l_a (mm)
KDP	I	11.0	4×5	45°	$48^\circ 06'$	$47^\circ 20'$	2.0'	14.7
	Ⅱ	11.0	4×5	0°	$58^\circ 52'$	$58^\circ 20'$	3.3'	16.5
ADP	I	11.0	4×5	45°	$47^\circ 36'$	$46^\circ 53'$	2.1'	13.1
	Ⅱ	11.0	4×5	0°	$59^\circ 01'$	$60^\circ 13'$	3.1'	15.4
Li IO ₃	I	4.8	$\approx 5 \times 5$	—	$46^\circ 57'$	$47^\circ 30'$	1.4'	3.8
	Ⅱ	4.65	$\approx 4 \times 5$	—	$61^\circ 00'$	$61^\circ 43'$	2.4'	4.6

光混合用結晶として，KDP，ADP および LiIO_3 結晶を用いたが，各結晶は，ゴニオメーター上に設置されている。また，各結晶は，位相整合状態のときはほぼ垂直入射条件を満足するように，端面は切断および研磨されている。その寸法および方位などを 7・1 表に示す。

0.355 μ 波の検出には，紫外透過フィルターとして用いた 2 枚の UVD-25 および 2 枚の U360 と別の分光器で正確に校正した減衰フィルター，ならびに 1P28 なる光電子増倍管を用いた。

7.3 位相整合条件

1.064 μ 波と 0.532 μ 波を混合して，和周波光を発生させるときの位相整合角 θ_m は，

第 I 種の過程に対して

$$\frac{3n_3^0 n_3^e}{\{(n_3^0)^2 \sin^2 \theta_m + (n_3^e)^2 \cos^2 \theta_m\}^{1/2}} = n_1^0 + 2n_2^0 \quad \dots (7.5)$$

第 II 種の過程に対しては，

$e(\omega_1) + o(\omega_2) \rightarrow e(\omega_3)$ の場合

$$\frac{3n_3^0 n_3^e}{\{(n_3^0)^2 \sin^2 \theta_m + (n_3^e)^2 \cos^2 \theta_m\}^{1/2}} = \frac{n_1^0 n_1^e}{\{(n_1^0)^2 \sin^2 \theta_m + (n_1^e)^2 \cos^2 \theta_m\}^{1/2}} + 2n_2^0 \quad \dots (7.6)$$

$o(\omega_1) + e(\omega_2) \rightarrow e(\omega_3)$ の場合

$$\frac{3n_3^0 n_3^e}{\{(n_3^0)^2 \sin^2 \theta_m + (n_3^e)^2 \cos^2 \theta_m\}^{1/2}} = \frac{2n_2^0 n_2^e}{\{(n_2^0)^2 \sin^2 \theta_m + (n_2^e)^2 \cos^2 \theta_m\}^{1/2}} + n_1^0 \quad \dots (7.7)$$

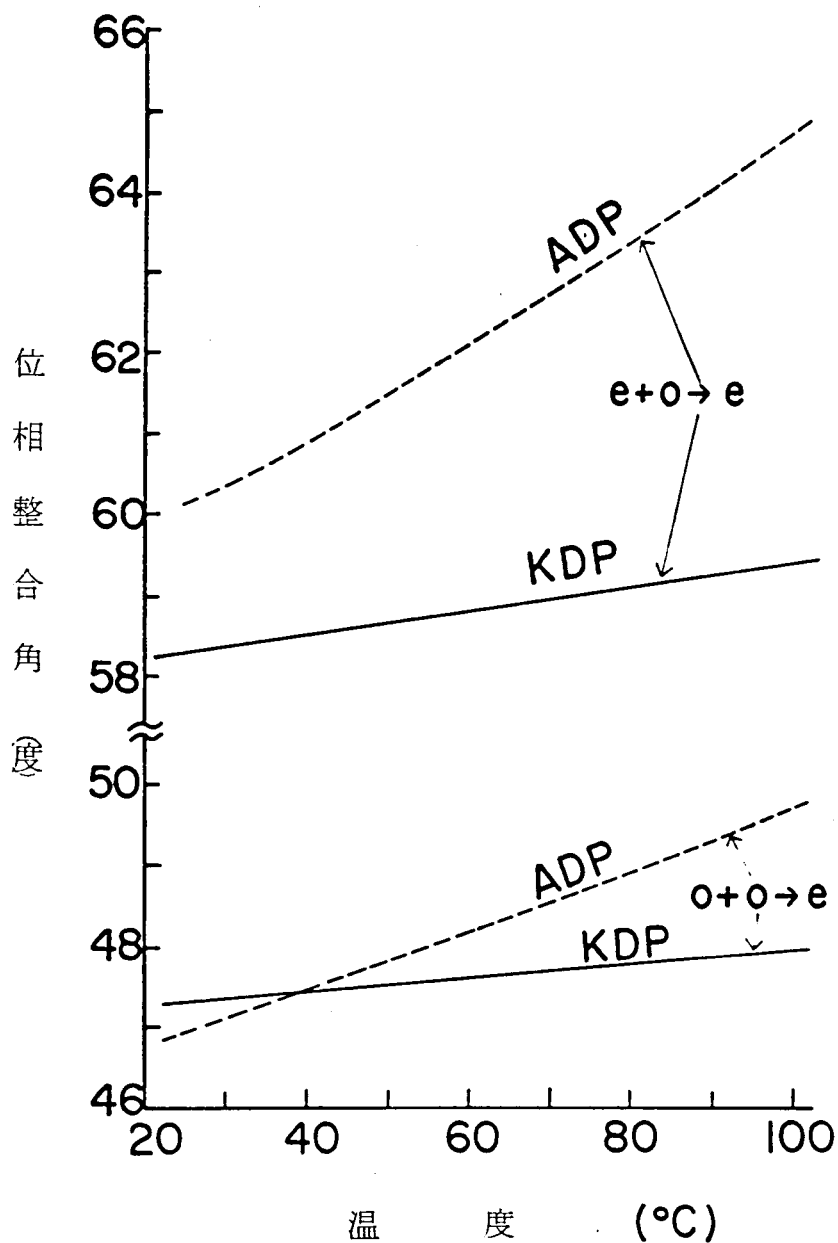
から求められる。ここに， n_i^0 および n_i^e は， $i = 1, 2, 3$ に応じて，1.064 μ ，0.532 μ および 0.355 μ における常および異常屈折率である。

位相整合角の計算に用いる屈折率の値を 7・2 表に，位相整合角の計算値と常温における実測値を 7・1 表に示す。ただし，第 II 種の過程のうち， $o(\omega_1) + e(\omega_2) \rightarrow e(\omega_3)$ の場合は位相整合が不可能であるので，表には含めていない。

7・2 表 KDP，ADP および LiIO_3 の屈折率

結 晶	1.064 μ		0.532 μ		0.355 μ	
	n^o	n^e	n^o	n^e	n^o	n^e
KDP	1.494	1.461	1.512	1.470	1.532	1.486
ADP	1.506	1.469	1.528	1.482	1.548	1.499
LiIO_3	1.862	1.719	1.901	1.749	1.982	1.815

次に、ゴニオメーター上に設置した恒温槽中に KDP および ADP 結晶を入れ、温度を室温から上昇させて、位相整合角の変化を測定した。結果を、7・1 図に示すが、これから、 0.266μ 波発生のおきと同様に (6・9 図 参照)，KDP より ADP の方がより大きな温度変化をすることがわかる。



7・1 図 和周波発生における位相整合角の温度変化

さらに、ここで位相整合特性における半値角幅について考察する。

入射波が平面波で、かつ複屈折の影響がない理想状態のとき、位相整合特性は、

$$\sin^2(\Delta k l / 2) / (\Delta k l / 2)^2 \quad \dots (7.8)$$

で与えられる。ただし、今の場合、

$$\Delta k = \frac{\omega_1}{c} n_1 + \frac{\omega_2}{c} n_2 - \frac{\omega_3}{c} n_3 \quad \dots (7.9)$$

である。(7.8)式の値が $1/2$ になるときの $\Delta k l / 2$ の値は、

$$\Delta k l / 2 = \pi / 2.25 \quad \dots (7.10)$$

であるが、これらを用いて、第Ⅰ種および第Ⅱ種の過程における半値角幅 $\Delta\theta$ は、次のように求められる。

(i) $o(\omega_1) + o(\omega_2) \rightarrow e(\omega_3)$ の場合

(7.9)式から、

$$n_3(\theta) = \frac{2}{3} n_2^0 + \frac{1}{3} n_1^0 - \frac{\lambda}{6\pi} \Delta k = n_3(\theta_m) - \frac{\lambda}{6\pi} \Delta k \quad \dots (7.11)$$

なる関係が得られる。ここに $\lambda = 1.064 \mu$ 、 θ は、光の伝搬方向と結晶の光軸の間の角である。いま、位相整合角 θ_m のまわりの微小角を考え、

$$n_3(\theta) = n_3(\theta_m + \Delta\theta/2)$$

とし、 θ_m のまわりに展開すると

$$n_3(\theta) = n_3(\theta_m) + \left[\frac{\partial n_3}{\partial \theta} \right]_{\theta=\theta_m} \cdot (\Delta\theta/2) \quad \dots (7.12)$$

が得られる。 θ 方向の異常屈折率は、

$$n_3(\theta) = \frac{n_3^0 n_3^e}{\left\{ (n_3^0)^2 \sin^2 \theta + (n_3^e)^2 \cos^2 \theta \right\}^{1/2}}$$

が与えられるが、これから $[\partial n_3 / \partial \theta]_{\theta=\theta_m}$ を計算し、(7.12)式に代入し、さらに(7.11)式を用いると、

$$\frac{\lambda}{6\pi} \Delta k = \frac{\Delta\theta}{4} \sin 2\theta_m \cdot [n_3(\theta_m)]^3 \cdot \frac{(n_3^0)^2 - (n_3^e)^2}{(n_3^e)^2 (n_3^0)^2}$$

となる。さらに、(7.10)式を上式に代入すれば、半値角幅 $\Delta\theta$ は、

$$\Delta\theta = \frac{4\lambda}{6.75 l \cdot \sin 2\theta_m} \cdot \frac{(n_3^0)^2 (n_3^e)^2}{(n_3^0)^2 - (n_3^e)^2} \cdot [n_3(\theta_m)]^{-3} \quad \dots (7.13)$$

と与えられる。

(ii) $e(\omega_1) + o(\omega_2) \rightarrow e(\omega_3)$ の場合

この場合の(7.11)式に対応する式は,

$$n_3(\theta) - \frac{1}{3} n_1(\theta) = \frac{2}{3} n_2^0 - \frac{\lambda}{6\pi} \Delta k \quad \dots (7.14)$$

となるので, (7.12)式に対応する式として,

$$\begin{aligned} n_3(\theta) - \frac{1}{3} n_1(\theta) &= n_3(\theta_m) - \frac{1}{3} n_1(\theta_m) \\ &+ \left\{ \left[\frac{\partial n_3}{\partial \theta} \right]_{\theta=\theta_m} - \frac{1}{3} \left[\frac{\partial n_1}{\partial \theta} \right]_{\theta=\theta_m} \right\} \left(\frac{\Delta \theta}{2} \right) \end{aligned} \quad \dots (7.15)$$

が得られる。(i)の場合と同様に, $[\partial n_3 / \partial \theta]_{\theta=\theta_m}$ および $[\partial n_1 / \partial \theta]_{\theta=\theta_m}$ を計算し, これらを(7.15)式に代入し, さらに, (7.14)および(7.10)式を用いると, 半値角幅 $\Delta \theta$ は,

$$\begin{aligned} \Delta \theta &= \frac{4\lambda}{6.75 l \cdot \sin 2\theta_m} \cdot \left\{ [n_3(\theta_m)]^3 \cdot \frac{(n_3^0)^2 - (n_3^e)^2}{(n_3^0)^2 (n_3^e)^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{3} [n_1(\theta_m)]^3 \cdot \frac{(n_1^0)^2 - (n_1^e)^2}{(n_1^0)^2 (n_1^e)^2} \right\}^{-1} \end{aligned} \quad \dots (7.16)$$

で与えられる。

以上の結果を用いて, 各過程の各結晶について計算した半値角幅を 7.1 表に示す。

ゴニオメーター上に設置した結晶の方向を微調整して位相整合特性を測定したが, その結果, いずれの場合にも, 半値角幅はゴニオメーターの精度 10 分以内であった。

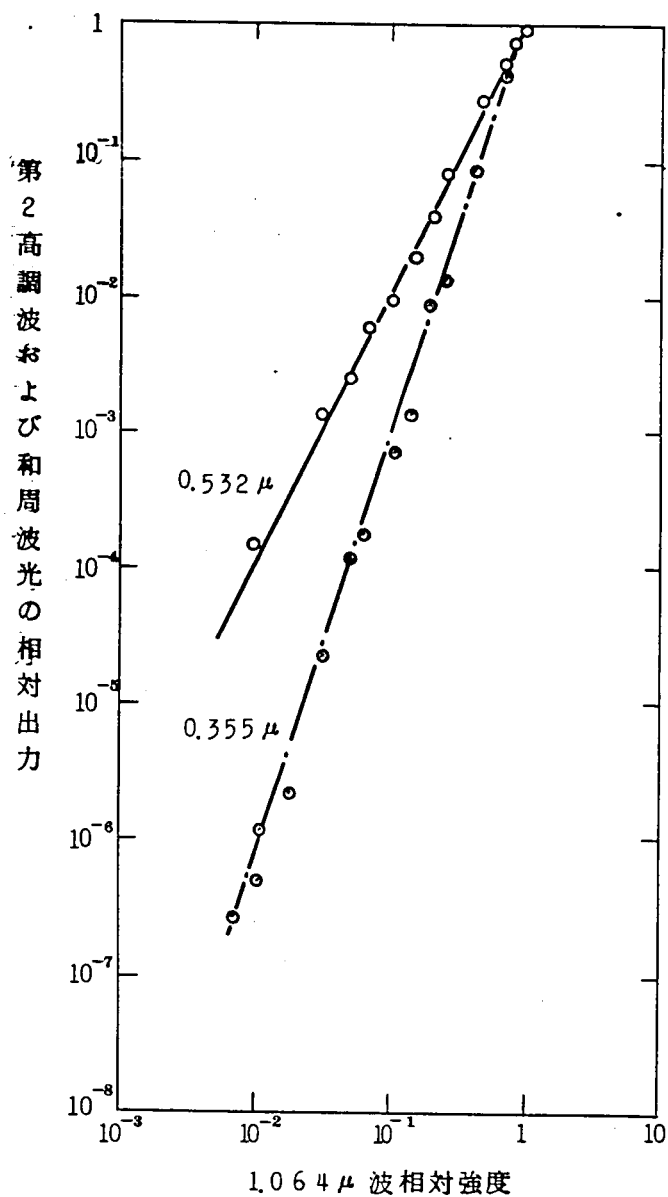
7.4 出力特性

7.4.1 実験結果

1.064 μ 波の出力を変化させて, 第2高調波および和周波出力を測定し, 7.2 図に示すような結果を得た。これから, 0.532 μ および 0.355 μ 波出力は, それぞれ, 1.064 μ 波の強度のほぼ2乗および3乗に比例していることがわかる。

つぎに, 各結晶の各過程における 0.355 μ 波の絶対出力を測定した。なお, 光混合用結晶に入射する前の 1.064 μ 波および 0.532 μ 波の絶対出力は, サーモパイルで測定し, それぞれ, 尖頭値が 500 kW および 50 kW であり, また, これらの光は平行ビームのまま光混合用結晶に入射された。

0.355 μ 波の絶対出力の測定には, 第6章で述べた 0.266 μ 波の絶対出力の測定と同じように, EOA 社製の標準ランプと Bansch & Lomb の分光器でもって校正した光電子増倍管 1P28 と, 別に校正された減衰フィルターを用いた。常温(24℃)において得られた各結晶の各過程における尖頭出力を 7.3 表に示す。



7・2 図 入射光強度対和周波光出力特性

7・3 表 0.355 μ 波の出力と非線形光学係数

結 晶	過 程	ピーク出力 (kW)	非 線 形 光 学 係 数 ($d_{36}^{KDP}=1$)
KDP	I	2.0	$d_{36} = 1.00$
	II	3.1	$d_{14} = 1.12$
ADP	I	2.5	$d_{36} = 1.07$
	II	3.5	$d_{14} = 1.09$
LiIO ₃	I	2.2	$d_{31} = 9.3$
	II	0.005	$d_{14} = 0.29$

7.4.2 検 討

以上の実験結果から、各結晶の各過程における和周波光出力について、比較、検討すると、次のようなことがいえる。

- (i) LiIO_3 結晶における第Ⅰ種の過程は、強力な 0.355μ 波を発生させることができ、 0.3μ 付近まで透明である性質を考慮すれば、近紫外光発生には最も適した非線形光学結晶であると考えられる。また、第Ⅱ種の過程は、Kleinman の対称条件により禁じられるものであるが、実際には、7・3 表に示したように弱い出力を発生する。
- (ii) KDP と ADP 結晶を用いるときには、第Ⅱ種の過程による出力の方が、第Ⅰ種の過程によるよりも、約 1.5 倍大きい。これは、(7・3) および (7・4) 式に示された有効非線形係数に起因する。すなわち、第Ⅰ種および第Ⅱ種の過程における有効非線形係数は、それぞれ、 $d_{36} \sin \theta_m$ および $(d_{14} + d_{36}) \sin 2\theta_m / 2$ で与えられるが、 $d_{36} \simeq d_{14}$ とし、7・1 表に示した各過程における位相整合角を代入すれば、第Ⅱ種の過程における有効非線形係数は、第Ⅰ種の過程のものより約 $(3/2)^{1/2}$ だけ大きく、したがって、出力では約 1.5 倍大きくなる。
- (iii) KDP と ADP 結晶では、7・1 図に示されているように、温度が上がると、位相整合角が大きくなる。第Ⅰ種の過程では、出力は $\sin^2 \theta_m$ に比例するので、温度を上昇させることが望ましいが、第Ⅱ種の過程では、 $\sin^2 2\theta_m$ に比例するので、今の場合のように、 $\theta_m > 45^\circ$ なる範囲では、温度上昇とともに出力は減少する。

一方、複屈折角 ρ は、(A・6) 式から、

$$\rho = \tan \phi_s = \frac{(n^o)^2 - (n^e)^2}{(n^o)^2 \tan \theta_m + (n^e)^2 \cot \theta_m}$$

で与えられるが、 $\theta_m > \tan^{-1}(n^e/n^o) \simeq 45^\circ$ では、 θ_m の増大とともに、 ρ は減少する。したがって、今の場合、どちらの過程でも、温度の上昇とともに複屈折角が減少し、その結果、各光ビーム間の非線形相互作用が大きくなる⁽⁴⁻¹²⁾。

このような考察から、第Ⅰ種の過程では、温度上昇により、有効非線形係数の増大と複屈折の減少が相乗的に作用し、和周波光出力は増大する。しかし、第Ⅱ種の過程では、有効非線形係数と複屈折は相殺される傾向となるので、結晶の温度が出力に与える影響は複雑となる。

7.5 非線形光学係数の比較

各結晶の各過程における和周波光出力から、各結晶の非線形光学係数を求め、これらを比較した。Boyd および Kleinman の解析結果によれば、和周波光出力 S_3 は、

$$S_3 = \frac{64 \pi^2 \omega_1 \omega_2 \omega_3 d_{eff}^2 l}{c^4 n_3^2} S_1 S_2 \cdot h(\sigma, \beta, \xi_c) \quad \dots (7.17)$$

で与えられる。ここに、 S_1, S_2 および S_3 は、 ω_1, ω_2 および ω_3 における出力であり、 $h(\sigma, \beta, \xi_c)$ は、(6.4)～(6.7) 式で与えられる関数である。

いま、入射ビームの集束度が弱く、また、結晶内での複屈折の影響も小さい場合について考える。入射ビームの集束度は、(6.7) 式で与えられている ξ_c 、すなわち、結晶長と共焦点パラメータの比 l/b で表わされるので、集束度が小さい場合には、 $\xi_c \ll 1$ である。また、複屈折の影響については、

$$l_a = (\pi b / k_1)^{1/2} / \rho \quad \dots (7.18)$$

で定義される *aperture* 長によって評価することができる。すなわち、結晶長を l とすれば、 $l/l_a \lesssim 1$ のとき複屈折の影響が小さく、 $l/l_a \gg 1$ のときには、複屈折の影響を直接受けることを意味する。

(7.17) 式における $h(\sigma, \beta, \xi_c)$ なる関数は、 $\xi_c \ll 1$ および $l/l_a \lesssim 1$ のときには比較的簡単になり、最適位相整合状態の h 、すなわち、(6.10) 式で与えられる $h_m(B, \xi_c)$ は単に ξ_c となる。したがって、ビーム集束度が弱く、かつ複屈折の影響が小さい場合の和周波光出力は、(7.17) 式に $h(\sigma, \beta, \xi_c) = \xi_c = l/b$ を代入することにより、

$$S_3 = \frac{64 \pi^2 \omega_1 \omega_2 \omega_3 d_{eff}^2 l^2}{c^4 n_3^2 b} \cdot S_1 S_2 \quad \dots (7.19)$$

となり、結晶長の 2 乗に比例する。

ところで、実験における 1.064μ 、 0.532μ および 0.355μ の各光ビームは、いずれも平行（共焦点パラメータ、 $b = 30 \text{ cm}$ ）であり、したがって、 ξ_c は 1 に比べて十分小さい。

一方、(7.18) 式を用いて、各結晶の各過程における *aperture* 長 l_a を計算すると、7.1 表に示したような結果が得られる。LiIO₃ 結晶を用いた第 I 種の過程では、 $l_a < l$ であるが、ほぼ、 $l_a \simeq l$ の条件を満足していると考えてよく、その他の場合では、 $l_a > l$ であるから、いずれも、小さな複屈折の条件に相当している。なお、(7.19) 式は、第 I 種の過程に対して導かれたもので、第 II 種の過程に対しては、一般に成立しない。しかし、ビーム集束効果および複屈折の影響が小さいときには、第 II 種の過程に対しても (7.19) 式が成立すると考えてよい。

7.1 表、7.2 表および 7.3 表に与えられた、結晶長、屈折率、位相整合角および和周波光出力の測定値を (7.19) 式に代入し、KDP の 2 次非線形光学係数 d_{36} に対する、各結晶の非線形光学係数の比を計算した。その結果を 7.3 表に示す。

7.6 結 言

- (1) Nd:YAG レーザー光 (波長 1.064μ) とその第2高調波 (0.532μ) を, LiIO_3 , KDP および ADP 結晶内で光混合し, その和周波光 (0.355μ) を発生させた。これらの実験では, 第Ⅰ種および第Ⅱ種の2次非線形光学過程は, とともに位相整合が可能なので, それぞれの場合について, 和周波光出力および位相整合特性の測定を行なった。
- (2) LiIO_3 結晶を用いた第Ⅰ種の過程は, 強力な 0.355μ 波を発生させることが可能であり, 近紫外光発生には最も適した非線形光学結晶であるといえる。
- (3) KDP および ADP 結晶の温度を変化させ, そのときの位相整合角の変化を調べたが, いずれの場合も, 温度の上昇とともに位相整合角が増加する。ただし, その増加率は ADP の方が大きい。この結果, 少なくとも第Ⅰ種の過程では, 結晶温度を上げることにより変換能率が大きくなることがわかった。なお, 変換能率自体は, 第Ⅱ種の過程の方が大きい。
- (4) 各結晶の各過程における位相整合特性の半値角幅 $\Delta\theta$ を理論的に計算したが, これらは実験結果とほぼ同程度であることがわかった。
- (5) 各結晶の各過程における *aperture* 長を計算し, いずれの場合にも, 複屈折の影響が小さいことを確認し, (7.19) 式を用いて, 各結晶の2次非線形光学係数を評価した。

第8章 結 論

レーザー光の変調，走査および波長変換への電気光学結晶の応用について，その研究結果を述べた。

前編では，電気光学結晶の電気光学効果を利用した光変調および光走査について，後編では，電気光学結晶の非線形光学特性を利用した波長変換を中心として述べた。

得られた結果については，各章の結言のところにまとめておいたので，ここでは，簡単に全体的な結論を述べる。

電気光学的光変調については，最近，PCM方式が盛んに用いられているが，第2章で述べたことの多くは，これらの方式にも適用できるので，得られた結果は，光変調器一般に関する設計基準を与えると考えられる。現在，光変調器の設計については，ほぼ確立された感があるが，今後は，より均質で，より変調能率のよい結晶の開発が要求されるほかに，赤外領域における光変調法の確立が問題になると思われる。

第3章で述べた電気光学的光走査器は，現在では必ずしも実用的であるとはいえないが，光の位相を制御するという新しい原理を用いていることや，この原理を一般化して任意の空間的強度分布の光ビームを走査するという特色を持っている。したがって，光の損失を十分補償しうる措置が講じられれば，実用に使用されると考えられる。しかし，光走査器に関しては，まだ実的に十分な方法はない状態で，今後とも新しい光走査法が探究される必要がある。

第4章では，最も新しい非線形光学結晶 Li IO_3 の2次および3次の非線形光学特性を測定し， Li IO_3 結晶は，非常に有用な材料であることを確認した。

第5章では，レーザー光によって生じた結晶内温度分布が，第2高調波出力に与える影響について述べた。

第4章および第5章に関する今後の課題としては，非線形光学現象を広い応用分野に利用するため，より均質でより大きな非線形性を示す結晶が要求されるとともに，結晶中でのレーザー光による熱の影響や破壊などについて十分解明されることが必要であろう。

現在，非線形光学現象が，最もよく利用されている分野は，レーザー光の波長変換であるが，第6章および第7章では， $\text{Nd}:\text{YAG}$ レーザーと非線形光学現象の組み合わせによる紫外光の発生について述べた。このような非線形光学現象を利用する波長変換の方法は，波長可変レーザーと結びついて，今後，ますます，各方面で利用されることが考えられる。

以上，本論文についての全体的な結論を述べたが，電気光学結晶の応用には，ほかに，光パラメトリック発振，波長可変ラマンレーザーなどがあり，今後その応用分野は，ますます多岐にわたると考えられる。

謝 辞

この論文は，京都大学工学部田中哲郎教授の御指導のもとに作成したものである。また，京都大学工学部池上淳一教授からも，多くの有益な御示唆を受けた。深く感謝の意を表する次第である。

この論文は，筆者が，日本放送協会放送科学基礎研究所において，昭和41年から昭和46年の間に行なった研究をまとめたものである。この間，中島平太郎前基礎研所長（現在，ソニーK.K.），樋渡涓二基礎研所長，黒田治夫前物性研究室長（現在，大阪府立大学工学部教授），および今村舜仁物性研究室長には，研究の遂行に関して非常にお世話になった。また，家入主任研究員には，直接の御指導と御鞭達を受けた。これらの方々に，心からお礼を申し上げる。さらに， LiIO_3 結晶の提供を頂いたNHK総合技術研究所新テレビ方式班の梅沢哲太郎氏およびこの研究に御協力頂いた物性研究室の方々にも厚くお礼を申し上げる。

参 考 文 献

- (2-1) C. J. Peters, "Gigacycle band width coherent light travelling wave amplitude modulator", Proc. IEEE, Vol. 53, p. 455 (1965).
- (2-2) 安精治, 板倉清保, " 温度補償形 LiTaO_3 光変調器の軸ずれによる光学バイアスの変動について ", 昭和44年電気四学会連合大会予稿集, 1701(1969).
- (2-3) 岡田, 家入, " KDP形結晶による光変調 ", 電子通信学会量子エレクトロニクス研究会資料, 資料番号QE68-12(1968).
- (2-4) 岡田, 家入, " 45度ZカットKDP形結晶を用いた光変調 ", NHK技術研究, Vol. 21, P.375(1969).
- (2-5) M. Okada and S. Ieiri, "Extinction ratio of electrooptic light modulator", IEEE J. Quant. Electron. Vol. QE-6, p. 526 (1970).
- (2-6) 岡田, 家入, " 45度Xカットおよび45度YカットADP結晶を用いた光変調 ", NHK技術研究, Vol.22, P.490(1970).
- (2-7) 岡田, 家入, " 45度ZカットKDP形結晶による光変調 ", 昭和43年電気四学会連合大会予稿集, 1399(1968).
- (2-8) 岡田, 家入, " 45度XカットまたはYカットADPによる光変調 ", 昭和43年電子通信学会全国大会予稿集, 652(1968).
- (2-9) R. T. Denton, F. S. Chen and A. A. Ballman, "Lithium tantalate light modulators", J. Appl. Phys. Vol. 38, p. 1611 (1967).
- (2-10) J. M. Ley, "Low-voltage light-amplitude modulation", Electron. Lett. Vol. 2, p. 12 (1966).

- (2-11) C. H. Clayson, "Low-voltage light-amplitude modulation", Electron. Lett. Vol. 2, p. 138 (1966) ; reply by J. M. ley, ibid, p. 139
- (2-12) F. Hoff and B. Stadnik, "Effects of piezoelectric resonances in A D P and K D P light modulator crystals", Electron. Lett. Vol. 2, p. 293 (1966).
- (2-13) K. Hookabe and Y. Matsuo, "Novel type of cut of KDP-type crystals for low voltage modulation of light", Electron. Lett. Vol. 6, p. 550 (1970).
- (2-14) 波々 伯部圭佑, 松尾幸人, " K D P形結晶の新しいカット ($45^\circ Z-45^\circ y'$ カット)," 電子通信学会量子エレクトロニクス研究会資料, 資料番号QE70-27(1970).
- (2-15) 岡田, " 電気光学効果と光変調 ", NHK技研月報, Vol. 10, P.419 (1967).
- (2-16) H. Kogelnik and T. Li, "Laser beams and resonators", Proc. IEEE, Vol. 54, p. 1312 (1966).
- (2-17) D. D. Bhawalker, A. M. Goncharenko, and R. C. Smith, "Propagation of Gaussian beams in anisotropic media", Brit. J. Appl. Phys. Vol. 18, p. 1431 (1967).
- (2-18) I. P. Kaminow and E. H. Turner, "Electrooptic light modulators", Proc. IEEE, Vol. 54, p. 1374 (1966).
- (2-19) 鈴木, 家入, " 低雑音He-Ne レーザー管 ", 電子通信学会量子エレクトロニクス研究会資料, 資料番号QE68-33(1969).
- (2-20) T. Suzuki, "A low-noise He-Ne laser tube", IEEE J. Quant. Electron. Vol. QE-5, p. 132 (1969).
- (2-21) G. D. Boyd and H. Kogelnik, "Generalized confocal resonator theory", Bell. Syst. Tech. J. Vol. 41, p. 1347 (1962).
- (2-22) P. V. Lenzo, E. H. Turner, E. G. Spencer and A.A. Ballman, "Electrooptic coefficients and elastic-wave propagation in single-domain ferroelectric lithium tantalate", Appl. Phys. Lett. Vol. 8, p. 81 (1966).

- (2-23) W. W. Gärtner, "Depletion-layer photoeffects in semiconductors", Phys. Rev. Vol. 116, p. 84 (1959).
- (2-24) 田子島, "表面障壁形光ダイオードにおける拡散電流とドリフト電流の比について", 電気通信学会トランジスタ研究会資料(1962年10月)。
- (2-25) R. P. Riesz, "High speed semiconductor photodiodes", Rev. Sci. Inst. Vol. 33, p. 994 (1962).
- (2-26) T. E. Firle and O. E. Hayes, "Some reactive effects in forward biased junctions", IRE. Trans. Electron. Device, Vol. ED-6, p. 330 (1959).
- (2-27) G. B. Abdullayev, Z. A. Iskenderzade, and E. A. Dzhafarova, "On the reactive properties of silicon diffused p-n junctions", Radiotek. Electron. Vol. 10, p. 664 (1965) (English Transl.).
- (2-28) G. B. Abdullayev, E. A. Jafarova, Z.A. Iskenderzade, V. E. Cherenkov, Sh. Alikhanova, A. Z. Badalov, and M. R. Akhundov, "Investigation of the reactive properties of diffused Si p-n junctions in the region of high injection levels and strong electric fields", Solid State Electron. Vol. 11, p. 233 (1968).
- (2-29) Y. Kanai, "On the inductive part in the a.c. characteristics of the semiconductor diodes", J. Phys. Soc. Japan, Vol. 10, p. 718 (1955).

- (3-1) 岡田, 家入, "電気光学効果を用いた光ビーム走査", 昭和44年電気四学会連合大会, 1711 (1969)。
- (3-2) 岡田, 家入, "電気光学効果による光ビーム走査"電子通信学会量子エレクトロニクス研究会, 資料番号QE69-16(1969)。
- (3-3) W. Haas, R. Johannes and P. Cholet, "Light beam deflection using the Kerr effect in single crystal prisms of BaTiO₃", Appl. Optics, Vol. 3, p. 988 (1964).

- (3-4) F. S. Chen, J. E. Geusic, S. K. Kurtz, J. G. Skinner and S. H. Wemple, "Light Modulation and beam deflection with potassium tantalate-niobate crystals", J. Appl. Phys. Vol. 37, p. 388 (1966).
- (3-5) T. C. Lee and J. David Zook, "Light beam deflection with electrooptic prisms", IEEE J. Quant. Electron. Vol. QE-4, p. 442 (1968).
- (3-6) T. C. Lee, J. D. Heaps and F. M. Schmit, "A $KD_2 PO_4$ light beam deflector", Proc. IEEE. Vol. 56, p. 1628 (1968).
- (3-7) W. Kulcke, K. Kosanke, E. Max, M. A. Habegger, T. J. Harris, and H. Fleisher, "Digital light deflectors", Proc. IEEE, Vol. 54, p. 1419 (1966).
- (3-8) W. Kulcke, K. Kosanke, E. Max, H. Fleisher and T. J. Harris, "Convergent beam digital light deflector", in "Optical and electrooptical Information Processing", MIT Press (1965).
- (3-9) R. V. Pole, R. A. Myers, H. Wieder, and E. S. Barrekette, "Laser deflection and scanning", in "Optical and Electro-optical Information Processing", MIT Press (1965).
- (3-10) M. L. Dakss and C. G. Powell, "A fast digitalized scan laser", IEEE. J. Quant. Electron. Vol. QE-4, p. 648 (1968).
- (3-11) M. Okada and S. Ieiri, "The Electro-optic light scanner", Jap. J. Appl. Phys. Vol. 9, p. 153 (1970).
- (3-12) M. Okada and S. Ieiri, "Synthesis for an electrooptic light scanner with an arbitrary beam shape", Appl. Optics, Vol. 10, p. 845 (1971).
- (3-13) 岡田, 家入, "電気光学効果を用いた光ビーム走査", NHK 技術研究, Vol. 23, p. 252 (1971).
- (3-14) J. W. Evans, "The birefringent filter", J. Opt. Soc. Am. Vol. 39, p. 229 (1949).
- (3-15) E. O. Ammann and I. C. Chang, "Optical network synthesis using birefringent crystals. II. Synthesis of networks containing one crystal, optical compensator, and polarizer per stage", J. Opt. Soc. Am. Vol. 55, p. 835 (1965).

- (3-16) S. E. Harris, E. O. Ammann and I. C. Chang, "Optical network synthesis using birefringent crystals I. Synthesis of lossless networks of equal-length crystals", J. Opt. Soc. Am. Vol. 54, p. 1267 (1964).
- (3-17) E. O. Ammann, "Optical network synthesis using birefringent crystals III. Some general properties of lossless birefringent networks", J. Opt. Soc. Am. Vol. 56, p. 943 (1966).
- (3-18) E. O. Ammann and J. M. Yarborough, "Optical network synthesis using birefringent crystals. V. Synthesis of lossless networks containing equal-length crystals and compensators", J. Opt. Soc. Am. Vol. 56, p. 1746 (1966).
- (3-19) R. J. Pegis, "An exact design method for multilayer dielectric films", J. Opt. Soc. Am. Vol. 51, p. 1255 (1961).
- (4-1) G. Nath and S. Haussühl, "Large nonlinear optical coefficient and phase matched second harmonic generation in LiIO_3 ", Appl. Phys. Lett. Vol. 14, p. 154 (1969).
- (4-2) F. R. Nash, J. G. Bergman, G. D. Boyd and E. H. Turner, "Optical nonlinearities in LiIO_3 ", J. Appl. Phys. Vol. 40, p. 5201 (1969).
- (4-3) 梅沢哲太郎, 二宮佑一, 竜岡静夫, " LiIO_3 の育成 ", 17回応用物理学関係連合学術講演会 1PF6(1970).
- (4-4) T. Umezawa, Y. Ninomiya and S. Tatuoka, "Crystal growth and dimorphism of lithium iodate LiIO_3 ", J. Appl. Cryst. Vol. 3, p. 417 (1970).
- (4-5) 梅沢哲太郎, 二宮佑一, " LiIO_3 単結晶の育成 " 電子通信学会量子エレクトロニクス研究会資料, 資料番号QE71-5(1971).
- (4-6) M. Okada and S. Ieiri, "Kleinman's symmetry relation in nonlinear optical coefficient of LiIO_3 ", Phys. Lett. Vol. 34A, p. 63 (1971).
- (4-7) M. Okada, "Third-order nonlinear optical coefficients of LiIO_3 ", Appl. Phys. Lett. Vol. 18, p. 451 (1971).

- (4-8) 岡田, 家入, 梅沢, “ 沃素酸リシウム結晶の非線形光学特性 ”, 電子通信学会量子エレクトロニクス研究会資料, 資料番号QE71-6(1971).
- (4-9) 岡田, “ LiIO₃ 結晶の非線形光学特性 ”, 電子通信学会論文誌 C, (投稿中)。
- (4-10) D. A. Kleinman, "Nonlinear dielectric polarization in optical media", Phys. Rev. Vol. 126, p. 1977 (1962).
- (4-11) 岡田, “ 非線形光学過程における偏光依存性 ”, 電子通信学会論文誌 B, Vol. 54-B, p.759(1971).
- (4-12) G. D. Boyd and D. A. Kleinman, "Parametric interaction of focused gaussian light beams", J. Appl. Phys. Vol. 39, p. 3597 (1968).
- (4-13) J. E. Midwinter and J. Warner, "The effects of phase matching method and of uniaxial crystal symmetry on the polar distribution of second-order non-linear optical polarization", Brit. J. Appl. Phys. Vol. 16, p. 1135 (1965).
- (4-14) P. D. Maker, R. W. Terhune and C. M. Savage, "Optical third harmonic generation", Quantum Electronics, Columbia Univ. Press. p. 1559, 1964.
- (4-15) J. E. Midwinter and J. Warner, "The effects of phase matching method and of uniaxial crystal symmetry on the polar distribution of third-order non-linear optical polarization", Brit. J. Appl. Phys. Vol. 16, p. 1167 (1965).
- (5-1) J. E. Midwinter, "Assesment of lithium-metaniobate for nonliner optics", Appl. Phys. Lett. Vol. 11, p. 128 (1967).
- (5-2) J. E. Midwinter, "Lithium niobate : Effetcs of composition on the refractive indices and optical second-harmonic generation", J. Appl. Phys. Vol. 39, p. 3033 (1968).
- (5-3) R. L. Byer, J. F. Young and R. S. Feigelson, "Growth of high quality LiNbO₃ crystals from the congruent melt", J. Appl. Phys. Vol. 41, p. 2320 (1970).

- (5-4) H. Tsuya, Y. Fujino and K. Sugibuchi, "Dependence of second harmonic generation on crystal inhomogeneity", J. Appl. Phys. Vol. 41, p. 2557 (1970).
- (5-5) F. R. Nash, G. D. Boyd, M. Sargent III and P. M. Bridenbaugh, "Effect of optical inhomogeneities on phase matching in nonlinear crystals", J. Appl. Phys. Vol. 41, p. 2564 (1970).
- (5-6) R. G. Smith, "Effects of index inhomogeneities on optical second-harmonic generation", J. Appl. Phys. Vol. 41, p. 3014 (1970).
- (5-7) M. Okada and S. Teiri, "Influence of self-induced thermal effects on second harmonic generation", IEEE J. Quant. Electron. Vol. QE-7 (to be published in Sept. 1971).
- (5-8) D. V. Eremchenko and B. N. Morozov, "Thermoelastic stresses set up in a transparent dielectric by unfocused laser radiation", Soviet Phys. - Solid State, Vol. 12, p. 655 (1970).
- (5-9) H. S. Carslaw, "Mathematical Theory of the Conduction of Heat in Solids", Macmillan, London (1921).
- (5-10) F. W. Dabby, T. K. Gustafson, J. R. Whinnery, Y. Kohanzadeh and P. L. Kelley, "Thermally self-induced phase modulation of laser beams", Appl. Phys. Lett. Vol. 16, p. 362 (1970).
- (5-11) American Institute of Physics Handbook, 2nd ed. McGraw-Hill, New York (1963).
- (5-12) R. A. Phillips, "Temperature variation of the index of refraction of ADP, KDP and deuterated KDP*", J. Opt. Soc. Am. Vol. 56, p. 629 (1966).
- (5-13) M. Okada and S. Teiri, "Influences of self-induced thermal effects on phase matching in nonlinear optical crystals", IEEE J. Quant. Electron. Vol. QE-7, p. 560 (1971).
- (6-1) 岡田, 家入, "逐次SHGによる0.266 μ 発生", 第31回応用物理学会学術講演会 11p-D-6 (1970).
- (6-2) 岡田, 家入, "非線形光学現象を利用した紫外光の発生", NHK技術研究(掲載予定).

- (6-3) B. G. Huth and Y. C. Kiang, "90° phase matching for second harmonic conversion to the ultraviolet", J. Appl. Phys. Vol. 40, p. 4976 (1969).
- (6-4) F. Zernike, Jr. "Refractive indices of ammonium dihydrogen phosphate and potassium dihydrogen phosphate between 2000Å to 1.5μ", J. Opt. Soc. Am. Vol. 54, p. 1215 (1964).
- (6-5) M. Yamazaki, and T. Ogawa, "Temperature dependences of the refractive indices of $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$, KH_2PO_4 , and partially deuterated KH_2PO_4 ", J. Opt. Soc. Am. Vol. 56, p. 1407 (1966).
- (7-1) 岡田, 家入, 和田, "光混合による0.355μ波の発生", 昭和46年度電子通信学会全国大会予稿, 743 (1971).
- (7-2) 志賀, 岡田, "波長可変レーザー", NHK技研月報 Vol.14, p.27 (1971).
- (7-3) M. Okada and S. Ieiri, "Efficiency in the optical mixing between waves at 1.06μ and 0.53μ", Jap. J. Appl. Phys. Vol. 10, p. 808 (1971).

付録A 一軸性結晶中の光の伝搬

一軸性結晶中では、波動ベクトル面は、球面と回転楕円面で構成される。すなわち、これらの波動ベクトル面は、常光線に対しては、

$$f(n_x, n_y, n_z) = n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 - n_o^2 = 0 \quad \dots (A.1)$$

異常光線に対しては、

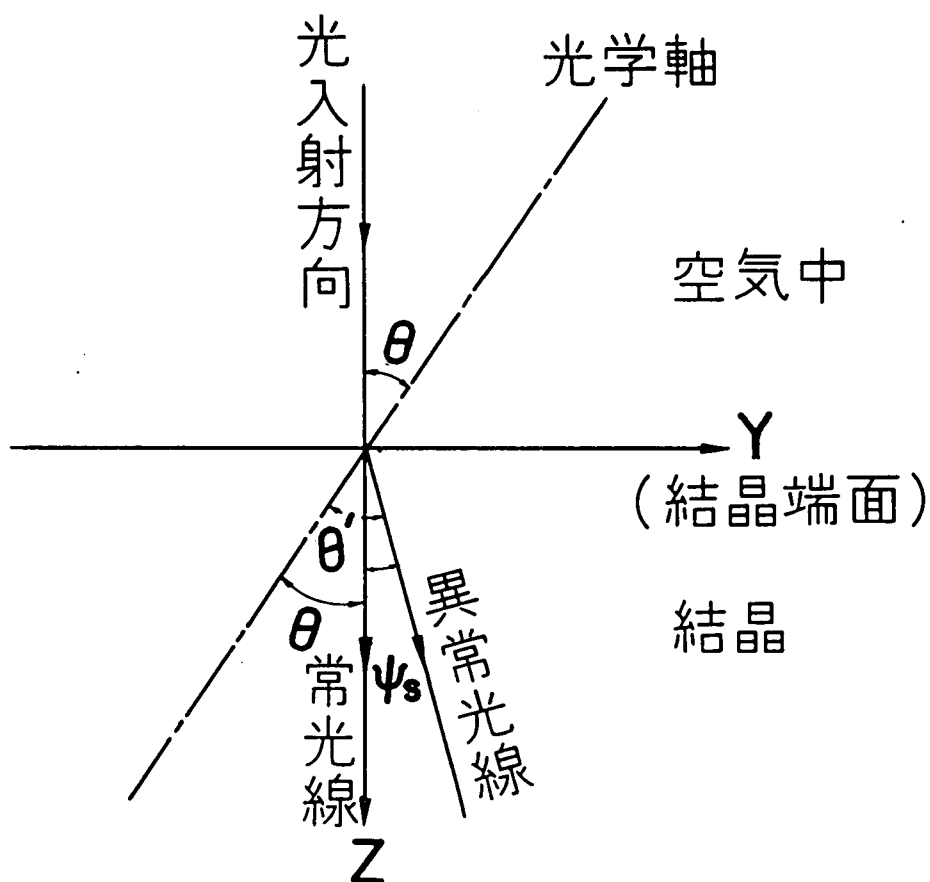
$$f(n_x, n_y, n_z) = (n_x^2 + n_y^2)/n_e^2 + n_z^2/n_o^2 - 1 = 0 \quad \dots (A.2)$$

と表わされる。ここに、 n_x, n_y および n_z は、波動ベクトル $2\pi n/\lambda$ の各直角座標成分を示す。

一方、結晶中で実際に光が進行する方向は、一般に波動ベクトルの方向とは異なり、その方向は、光線ベクトルの成分

$$s_x \propto \partial f / \partial n_x, \quad s_y \propto \partial f / \partial n_y, \quad s_z \propto \partial f / \partial n_z \quad \dots (A.3)$$

によって決定される。



A.1 図 一軸性結晶中の光の伝搬

いま，A・1図に示すように，結晶の光軸と光の入射方向の間の角が θ であるときに，結晶端面に垂直入射した場合の異常光線のふるまいを調べる。光の入射方向を Z ，結晶端面を含む方向を Y とすると，異常光線に対する波動ベクトル面は，

$$f(n_Y, n_Z) = \frac{(n_Y \sin \theta - n_Z \cos \theta)^2}{n_o^2} + \frac{(n_Y \cos \theta + n_Z \sin \theta)^2}{n_e^2} - 1 = 0 \quad \dots (A \cdot 4)$$

である。したがって，(A・3)式から，光線ベクトルの方向は，

$$\begin{cases} s_Y \propto \partial f / \partial n_Y = 2 \sin \theta (n_Y \sin \theta - n_Z \cos \theta) / n_o^2 \\ \quad + 2 \cos \theta (n_Y \cos \theta + n_Z \sin \theta) / n_e^2 \\ s_Z \propto \partial f / \partial n_Z = -2 \cos \theta (n_Y \sin \theta - n_Z \cos \theta) / n_o^2 \\ \quad + 2 \sin \theta (n_Y \cos \theta + n_Z \sin \theta) / n_e^2 \end{cases} \quad \dots (A \cdot 5)$$

で与えられる。

結晶中の異常光線の進行方向と Z 軸となす角を ψ_s とすると，

$$\tan \psi_s = s_Y / s_Z$$

であるが，結晶端面に垂直入射するとき， $n_Y = 0$ であるから，

$$\tan \psi_s = \rho = \frac{(n_o^2 - n_e^2) \sin 2\theta}{n_o^2 + n_e^2 - (n_o^2 - n_e^2) \cos 2\theta} \quad \dots (A \cdot 6)$$

となる。

Z カット，または45度 Z カットKDP形結晶では，それぞれ， $\theta = 0^\circ$ または $\theta = 90^\circ$ であるから， $\psi_s = 0$ となり，常光線と異常光線は分裂しない。

しかし，45度 X カットおよび45度 Y カットADP結晶では， $\theta = 45^\circ$ であるから，

$$\tan \psi_s = (n_o^2 - n_e^2) / (n_o^2 + n_e^2)$$

となり，両光線は分離して進行する。

付録B (2.41) 式の誘導 (2-6)

常光線と異常光線が，(2.10) および (2.34) 式で表わされ，その最小ビーム径が2本の結晶の間に位置し，しかも大きさが等しい ($w_0 = w_{0\xi} = w_{0\eta}$) とする。このとき，45度XカットADP結晶では，

$$w_{\xi}^2(\zeta) = w_{\eta}^2(\zeta) = w_0^2 (1 + \zeta^2 / \zeta_0^2) , \quad \zeta_0\xi = \zeta_0\eta$$

$$R_{\xi}(\zeta) = R_{\eta}(\zeta) = \zeta (1 + \zeta_0^2 \xi / \zeta^2)$$

$$\phi_{\xi} = \phi_{\eta}$$

となる。

2本の結晶中を，始め常光線，次に異常光線として伝搬する波は，

$$\begin{aligned} u_1(\xi, \eta, \zeta) = & \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{w_0}{w_{\xi}(l)} \cdot \exp \left[- \frac{(\xi - \rho l_2)^2 + \eta^2}{w_{\xi}^2(l)} - j\phi(l) \right. \\ & - j \frac{2\pi}{\lambda} n_0 \left\{ l_1 + \frac{(\xi - \rho l_2)^2 + \eta^2}{2R(l)} \right\} - j\phi_{\xi}(l) \\ & \left. - j \frac{2\pi}{\lambda} \left(n_{\alpha} + \frac{n_{\alpha}^3}{2} r_{41} E_s \right) \left\{ l_2 + \frac{(\xi - \rho l_2)^2 + \eta^2}{2R_{\xi}(l)} \right\} \right] \end{aligned} \quad \dots (B \cdot 1)$$

また，始め異常光線，次に常光線として伝搬する波に対しては，

$$\begin{aligned} u_2(\xi, \eta, \zeta) = & \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{w_0}{w(l)} \exp \left[- \frac{(\xi - \rho l_1)^2 + \eta^2}{w^2(l)} - j\phi_{\xi}(l) \right. \\ & - j \frac{2\pi}{\lambda} \left(n_{\alpha} - \frac{n_{\alpha}^3}{2} r_{41} E_s \right) \left\{ l_1 + \frac{(\xi - \rho l_1)^2 + \eta^2}{2R_{\xi}(l)} \right\} - j\phi(l) \\ & \left. - j \frac{2\pi}{\lambda} n_0 \left\{ l_2 + \frac{(\xi - \rho l_1)^2 + \eta^2}{2R(l)} \right\} \right] \end{aligned} \quad \dots (B \cdot 2)$$

となる。

結晶端面の平行度を考慮にいれるには， ξ および η 方向の結晶端面の相対角度を δ_{ξ} および δ_{η} とし，(B・1) および (B・2) 式における l_2 の代りに，それぞれ， $l_2 + (\xi - \rho l_2) \tan \delta_{\xi} + \eta \tan \delta_{\eta}$ および $l_2 + (\xi - \rho l_1) \tan \delta_{\xi} + \eta \tan \delta_{\eta}$ とおきかえればよい。

被変調光強度は， $|u_1 + u_2|^2$ を結晶端面につき積分すれば求められる。(2.42) および (2.43) 式と，

$$\begin{aligned} \theta = & \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_{\alpha}) (\Delta l) - \frac{2\pi}{\lambda} n_{\alpha}^3 r_{41} E_s l + \frac{2\pi}{\lambda} \rho \tan \delta_{\xi} \cdot (n_{\alpha} l_2 - n_0 l_1) \\ & - 2\rho l \varepsilon \end{aligned}$$

を使えば，

$$\begin{aligned}
 |u_1 + u_2|^2 = & \frac{w_0^2}{2} \left\{ \frac{\exp\left[-2 \frac{(\xi - \rho l_2)^2 + \eta^2}{w_\xi^2}\right]}{w_\xi^2} + \frac{\exp\left[-2 \frac{(\xi - \rho l_1)^2 + \eta^2}{w^2}\right]}{w^2} \right. \\
 & + 2 \exp\left[-\frac{(\xi - \rho l_2)^2 + \eta^2}{w_\xi^2} - \frac{(\xi - \rho l_1)^2 + \eta^2}{w^2}\right] \\
 & \times \cos\left[\theta + 2(\gamma_\xi + A_1)\xi + 2\gamma_\eta \cdot \eta\right] / w w_\xi \left. \right\} \quad \dots (B \cdot 3)
 \end{aligned}$$

となるが，この式の右辺第1項および第2項を積分したものは，いずれも $\pi w_0^2/4$ で与えられる。

第3項の積分は，

$$\begin{aligned}
 & \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-Ax^2 + 2Bx - C] \frac{\cos}{\sin}(2Dx + E) dx \\
 & = (\pi/A)^{1/2} \exp\left[(B^2 - D^2)/A - C\right] \frac{\cos}{\sin}(E + 2BD/A)
 \end{aligned}$$

なる公式から求められる。

ξ についての積分では，

$$\begin{cases} A = 1/w_\xi^2 + 1/w^2 \\ B = \rho(l_2/w_\xi^2 + l_1/w^2) \\ C = \rho^2(l_2^2/w_\xi^2 + l_1^2/w^2) \\ D = \gamma_\xi + \epsilon \\ E = \theta/2 \end{cases}$$

であるから，

$$(B^2 - D^2)/A - C = -A_2 - (\gamma_\xi + A_1)^2/\alpha_0$$

となる。ここに， α_0 および A_2 は，(2.44) および (2.45) 式で与えられる量である。

η についての積分では，

$$B = C = 0, \quad D = \gamma_\eta \text{ とすればよく，}$$

$$(B^2 - D^2)/A - C = \gamma_\eta^2/\alpha_0$$

となる。

以上の結果を用いると，

$$\frac{I_0}{I} = \frac{1}{2} + \frac{w w_\xi}{w^2 + w_\xi^2} \cdot \exp\left[-\{(\gamma_\xi + A_1)^2 + \gamma_\eta^2\}/\alpha_0 - A_2\right] \cos(\theta + \theta_0) \quad \dots (B \cdot 4)$$

となる。ただし，

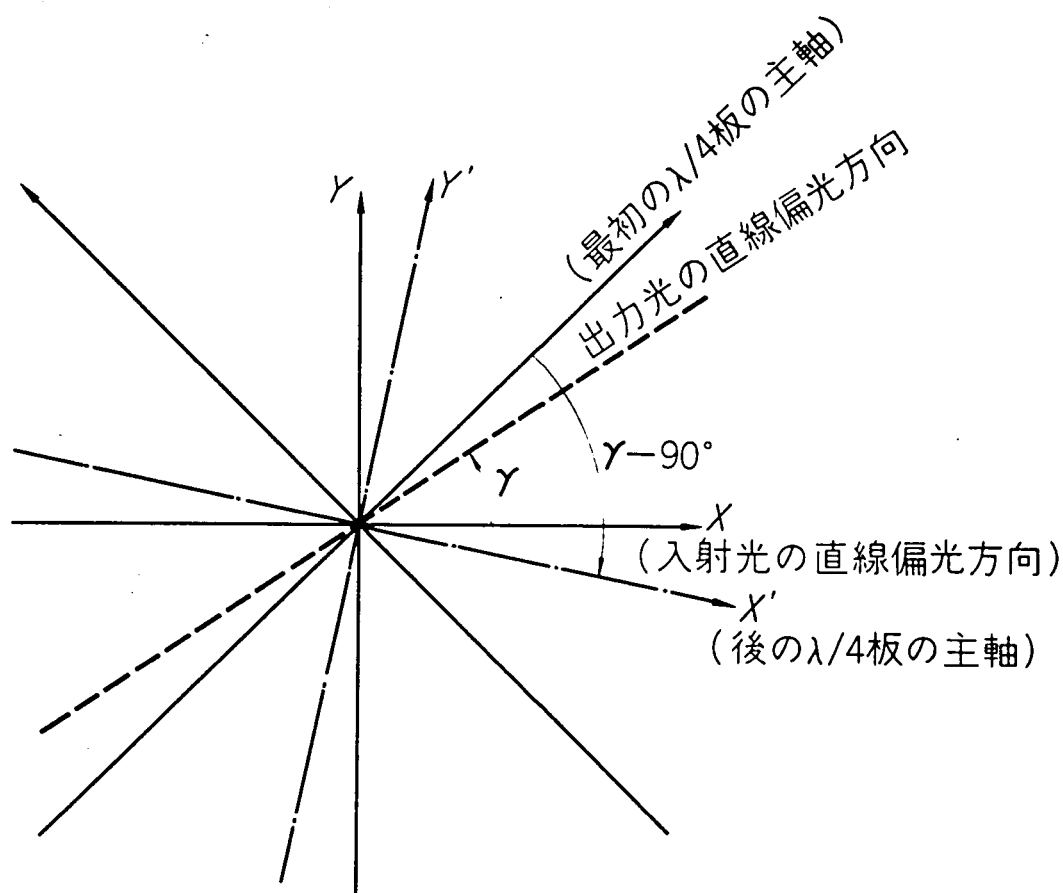
$$\theta_0 = 2\rho(w^2 l_2 + w_\xi^2 l_1)(\gamma_\xi + A_1)/(w^2 + w_\xi^2)$$

である。

付録C 偏光面回転板 (2-4)

レーザー光の偏光方向を損失なく，任意に選ぶことができると便利ことが多い。この目的のために，四分の一波長板 ($\lambda/4$ 板) を 2 枚用いた偏光面回転板を考案した。

$\lambda/4$ 板は，直線偏光を円偏光に，円偏光を直線偏光に変換する機能を持つ。したがって，1枚の $\lambda/4$ 板により直線偏光で入射する光を円偏光にし，このあと，もう1枚の $\lambda/4$ 板により，別の方向に直線偏光した光を取り出すことができる。とくに，後の $\lambda/4$ 板を，光伝搬方向のまわりに回転すれば，光の偏光方向を任意の方向に回転させることができる。



C・1 図 偏光面回転板の各要素の方向

これらのことを，C・1 図とこれに対応するジョーンズ行列から証明することができる。入射光の偏光方向を X とし， r だけ偏光方向を回転させるときのジョーンズ行列は，

$$\begin{aligned}
\begin{pmatrix} X' \\ Y' \end{pmatrix} &= \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\gamma - \pi/2) & \sin(\gamma - \pi/2) \\ -\sin(\gamma - \pi/2) & \cos(\gamma - \pi/2) \end{pmatrix}}_{\text{後の } \lambda/4 \text{ 板}} \\
&\times \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\pi/4) & \sin(\pi/4) \\ -\sin(\pi/4) & \cos(\pi/4) \end{pmatrix}}_{\text{最初の } \lambda/4 \text{ 板}} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}}_{\text{入射光}} \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sin \gamma - i \cos \gamma \\ \sin \gamma - i \cos \gamma \end{pmatrix} \quad \dots (C \cdot 1)
\end{aligned}$$

となる。したがって、 $X' = Y'$ となるから、出力光は X' および Y' 方向から45度の方向に直線偏光している。

付録D (3.51) 式の D_k を求める方法 (3-19) (3-16)

詳しいことは参考文献に記されているので⁽³⁻¹⁹⁾、ここでは D_k を求める手法だけを示す。

(3.51) 式で、 $\exp(-i\chi) = X$ とおくと、 $|D(\chi)|^2$ は

$$|D(\chi)|^2 = \epsilon_m (X^m + 1/X^m) + \epsilon_{m-1} (X^{m-1} + 1/X^{m-1}) + \dots \\ \dots + \epsilon_1 (X + 1/X) + \epsilon_0 \quad \dots (D \cdot 1)$$

となる。ここで、さらに

$$Y = X + 1/X \quad \dots (D \cdot 2)$$

と置き (D・1) 式を Y の多項式に直すと、

$$|D(\chi)|^2 = |D(Y)|^2 = e_m Y^m + e_{m-1} Y^{m-1} + \dots + e_1 Y + e_0 \quad \dots (D \cdot 3)$$

となる。この m 次方程式を 0 と置き、その解 Y_k ($k=1, 2, \dots, m$) を求め、これに対応する X_k および $1/X_k$ を選び、次の多項式

$$\prod_{k=1}^m (X - X_k \text{ or } 1/X_k) = d_m X^m + d_{m-1} X^{m-1} + \dots + d_1 X + d_0$$

の係数 d_k が実数であるようにする。

このとき、 D_k は、

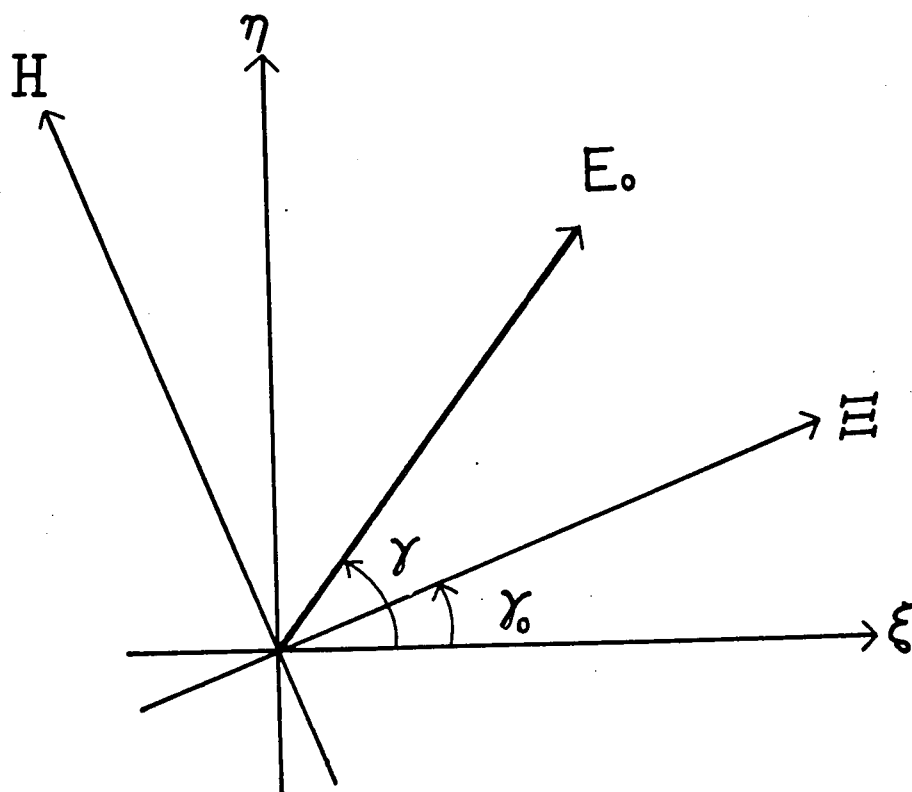
$$D_k = \left(\frac{\epsilon_0}{d_0^2 + d_1^2 + \dots + d_{m-1}^2 + d_m^2} \right)^{1/2} d_k \quad \dots (D \cdot 4) \\ (k=0, 1, 2, \dots, m)$$

で与えられる。

付録 E 非線形光学過程における偏光依存性 (4-11)

非線形光学現象に関する実験を行なうとき，それに関与している過程を決定することは重要である。通常は，非線形光学出力の波長，位相整合特性，入射波と非線形光学出力の強度依存性などによって決定されるが，この他に，入射波の偏光状態が出力に与える影響を調べると，過程の判別に便利ことが多い。

ここでは，入射光の偏光状態を種々変化させたとき，第2高調波，第3高調波および光混合波の出力に与える影響を述べ，非線形光学過程の判別に有用であることを示す。さらに，電気光学効果および磁気光学効果を組み合わせることにより，このような取り扱いが，検光子を必要としない光変調に応用できることを示す。



E・1図 光の偏光方向と各媒質の方向

偏光状態の変化には，偏波面の回転と，偏光度の変化を含むが，入射光は直線偏光で E_0 なる電界を持つとし，偏波面を変える媒質と，偏光度を変化させる媒質を通じて非線形光学結晶に入るものとする。ここで，E・1図に示すように，偏光度を変化させる媒質（光学移相板）および非線形光学結晶の常光線方向を ξ および ζ ，その異常光線方向を H および η とし，光は ζ 方向に伝搬するもの

とする。さらに、偏光方向の回転角を γ 、 E 方向と ϵ 方向の間の角を γ_0 とし、光学移相板の E および H 方向の間の光学的位相差を Γ とする。

このとき、非線形光学結晶中を常光線および異常光線として進む電界成分 E_ξ および E_η は、次のようになる。

$$\begin{cases} E_\xi = E_0 [\cos(\gamma - \gamma_0) \cos \gamma_0 - \sin(\gamma - \gamma_0) \sin \gamma_0 \cdot \exp(i\Gamma)] \\ E_\eta = E_0 [\cos(\gamma - \gamma_0) \sin \gamma_0 + \sin(\gamma - \gamma_0) \cos \gamma_0 \cdot \exp(i\Gamma)] \end{cases} \quad \dots (E \cdot 1)$$

(1) 第2高調波発生

2次非線形光学過程における第I種および第II種の過程の非線形光学分極は、負結晶を使うとすれば、それぞれ、 E_ξ^2 および $E_\xi \cdot E_\eta$ に比例し、第2高調波出力 S_2 は、これらの分極の2乗に比例する。したがって、

第I種の過程に対しては

$$S_2 \propto E_0^4 [\cos^2 \gamma + \sin 2(\gamma - \gamma_0) \cdot \sin(2\gamma_0) \cdot \sin^2(\Gamma/2)]^2 \quad \dots (E \cdot 2)$$

第II種の過程に対しては

$$\begin{aligned} S_2 \propto E_0^4 & \left| \left[\cos^2 \gamma + \sin 2(\gamma - \gamma_0) \cdot \sin(2\gamma_0) \sin^2(\Gamma/2) \right] \right. \\ & \left. \times \left[\sin^2 \gamma - \sin 2(\gamma - \gamma_0) \sin(2\gamma_0) \sin^2(\Gamma/2) \right] \right| \quad \dots (E \cdot 3) \end{aligned}$$

となる。

(i) $\gamma_0 = 0$ 、かつ $\Gamma = 0$ のとき、すなわち、基本波を直線偏光のまま、偏波面を回転させるとき、(E・2)および(E・3)式は、 $\cos^4 \gamma$ および $\cos^2 \gamma \sin^2 \gamma$ に比例する。したがって、第I種と第II種の過程では、第2高調波出力は異なった偏光依存性を示すことがわかる。

なお、 γ を変化させるときに、磁気光学効果を利用し、変調信号に比例する磁場を加えると、検光子を必要としないで、第2高調波の強度変調ができる。

(ii) $\gamma = 0$ とすれば、第I種および第II種の過程における第2高調波出力は、それぞれ、

$$[1 - \sin^2(2\gamma_0) \sin^2(\Gamma/2)]^2 \quad \dots (E \cdot 4)$$

および

$$\sin^2(2\gamma_0) \cdot \sin^2(\Gamma/2) \cdot [1 - \sin^2(2\gamma_0) \sin^2(\Gamma/2)] \quad \dots (E \cdot 5)$$

に比例する。 $\Gamma = \pi$ なる半波長板を用いると、(E・4)および(E・5)式は、 $\cos^4(2\gamma_0)$ および $\sin^2(2\gamma_0) \cos^2(2\gamma_0)$ となるから、半波長板を回転させることによって異なる偏光依存性を得ることができる。

(iii) $\gamma = 0$ かつ $\gamma_0 = \pi/4$ とすると、(E・4)および(E・5)式は、 $\cos^4(\Gamma/2)$ および $(\sin^2 \Gamma)/4$ となるから、電気光学効果により Γ を変化させれば、検光子を必要としない第2高調波の

光変調ができる。

(2) 第3高調波発生

3次の非線形光学過程における第Ⅰ種、第Ⅱ種および第Ⅲ種の過程の非線形分極は、負結晶の場合、それぞれ、 E_{ξ}^3 、 $E_{\xi}^2 E_{\eta}$ および $E_{\xi} E_{\eta}^2$ に比例する。

第2高調波の場合と同じ取り扱いをすることにより、第Ⅰ種、第Ⅱ種および第Ⅲ種の過程における偏光依存性は次のように求められる。

(i) 偏波面を回転させるとき ($\gamma=0$ かつ $\Gamma=0$)

$$\cos^6 \gamma, \quad \cos^4 \gamma \cdot \sin^2 \gamma, \quad \cos^2 \gamma \cdot \sin^4 \gamma$$

(ii) 半波長板を回転させるとき ($\gamma=0$ かつ $\Gamma=\pi$)

$$\cos^6 (2\gamma_0), \quad \cos^4 (2\gamma_0) \sin^2 (2\gamma_0), \quad \cos^2 (2\gamma_0) \sin^4 (2\gamma_0)$$

(iii) $\gamma=0$ かつ $\gamma_0=\pi/4$ として、 Γ を変化させるとき

$$\cos^6 (\Gamma/2), \quad \cos^4 (\Gamma/2) \cdot \sin^2 (\Gamma/2), \quad \cos^2 (\Gamma/2) \sin^4 (\Gamma/2)$$

(3) 和および差周波発生

2次の非線形光学過程により、2つの入射光の和および差周波光を発生させ、その偏光依存性を求めるときも、第2高調波発生で述べたのと同様の取り扱いをすればよい。しかし、2つの入射光の周波数が異なるので、どちらか一方の入射光の偏光状態だけを変化させるか、または、2つの入射光の偏光状態の変化を独立に取り扱う必要がある。

特殊な例として、基本波と第2高調波を混合し、和周波光を発生させるときには、基本波の偏光状態を変化させるだけで、出力の偏光依存性を知ることができる。この場合、第2高調波発生は、 $o(\omega_1) + o(\omega_1) \rightarrow e(\omega_2)$ なる過程で行なわれ、光混合は、 $o(\omega_1) + o(\omega_2) \rightarrow e(\omega_3)$ または $e(\omega_1) + o(\omega_2) \rightarrow e(\omega_3)$ の両過程で行なわれるものとする。ここに、 o および e は、常および異常光線、 ω_1 、 ω_2 および ω_3 は、基本波、第2高調波および和周波光に対応する。

ω_1 、 ω_2 および ω_3 の光は、すべて同一線上を伝搬するものとすれば、 $o(\omega_1) + o(\omega_2) \rightarrow e(\omega_3)$ および $e(\omega_1) + o(\omega_2) \rightarrow e(\omega_3)$ なる過程の和周波光出力は、それぞれ、次のような偏光依存性を示す。

(i) 偏波面を回転させるとき ($\gamma=0$ かつ $\Gamma=0$)

$$\cos^4 \gamma \sin^2 \gamma, \quad \cos^6 \gamma$$

(ii) 半波長板を回転させるとき ($\gamma=0$ かつ $\Gamma=\pi$)

$$\cos^4 (2\gamma_0) \sin^2 (2\gamma_0), \quad \cos^6 (2\gamma_0)$$

(iii) $r=0$ かつ $\gamma_0=\pi/4$ として Γ を変化させるとき

$$\cos^4(\Gamma/2) \sin^2(\Gamma/2), \quad \cos^6(\Gamma/2)$$

しかし、この場合には、次のような別の方法を用いて、非線形光学過程を区別することもできる。 ω_1 用の半波長板を第2高調波発生用の結晶の後に置き、これを回転させると、 ω_1 なる光の常および異常光線成分は、それぞれ、 $\cos^2(2\gamma_0)$ および $\sin^2(2\gamma_0)$ に比例するが、 ω_2 なる光は常に波長の整数倍の位相差を受けるので、偏光状態の変化はない。したがって、 ω_3 の出力は、 $o(\omega_1)+o(\omega_2) \rightarrow e(\omega_3)$ および $e(\omega_1)+o(\omega_2) \rightarrow e(\omega_3)$ の過程に応じて、 $\cos^2(2\gamma_0)$ および $\sin^2(2\gamma_0)$ なる依存性を示す。